Gilles Léothaud

Acoustique musicale

I Le son musical

Cours de DEUG 1re année

DMU1D1B

Année universitaire 2004-2005

SOMMAIRE

SOMMAIRE **2**

INTRODUCTION **4**

CHAPITRE I **7**

NATURE ET STRUCTURE DU SON MUSICAL **7**

1. Notion de mouvement 7
   1.1. Le mouvement périodique 7
      1.1.1. Définitions 7
      1.1.2. Le mouvement périodique simple 7
      1.1.3. Le mouvement périodique complexe ; la loi de Fourier 8
   1.2. Le mouvement non périodique complexe 9
2. Représentation graphique du mouvement complexe 10
   2.1. La phase 10
   2.2. Somme algébrique de mouvements simples 11
   2.3. Différents cas d'addition 12
      2.3.1. Sons types 12
      2.3.2. Battements 13
3. La série harmonique 15
   3.1. Rapports harmoniques et intervalles musicaux 15
   3.2. Propriétés de la série harmonique 16
   3.3. Application à la composition spectrale 17

CHAPITRE II **19**

LES SYSTÈMES OSCILLANTS **19**

1. Les unités fondamentales 19
   1.1. Vitesse et accélération 19
   1.2. Masse 19
   1.3. Force 19
   1.4. Pression 20
   1.5. Travail et énergie 20
   1.6. Puissance 21
2. Notion d'oscillation 21
   2.1. Définition 21
   2.2. L'oscillateur harmonique 21
   2.3. Différents types d'oscillations 23
      2.3.1. Oscillations entretenues 23
      2.3.2. Oscillations amorties 24
      2.3.3. Oscillations de relaxation 24
      2.3.4. Oscillations rectangulaires 26

CHAPITRE III **27**

LA GÉNÉRATION DES ONDES **27**

1. La notion d'onde 27
   1.1. Onde dans un ressort 27
   1.2. Une pierre dans l'eau 28
   1.3. Cas du tuyau 29
2. Célérité du son 30
3. La longueur d'onde 32
   3.1. Mesure de la longueur d'onde 32
      3.2. L'effet Doppler 33
4. Forme des ondes 33
   4.1. Ondes longitudinales 33
   4.2. Ondes transversales 33
   4.3. Ondes circulaires 34

4.4. Ondes sphériques 34
CHAPITRE IV 35
LA PROPAGATION DES ONDES 35
1. L'énergie des ondes sonores 35
2. La réflexion 35
2.1. Réverbération 36
2.1.1. Définition 36
2.1.2. Le temps de réverbération 37
2.2. Écho 38
2.2.1. Écho simple 38
2.2.2. Échos multiples 39
2.3. Focalisation 40
3. L'absorption 40
3.1. Le coefficient d'absorption 40
3.2. Le pouvoir d'absorption 41
4. La diffraction 42
4.1. Surfaces réfléchissantes 42
4.2. Ouvertures 43
5. La diffusion 43
6. La réfraction 44
7. Conclusion : problématique de l'acoustique architecturale 45
CHAPITRE V 47
LES CORPS VIBRANTS 47
1. Les cordes 47
1.1. Forme de la vibration 47
1.2. Fréquence d'une corde 49
1.3. Modes vibratoires 50
2. Les tuyaux 50
2.1. Tuyaux fermés aux deux extrémités 50
2.2. Tuyaux ouverts aux deux extrémités 50
2.3. Tuyaux fermés à une extrémité 51
3. La résonance 52
3.1. La fréquence propre 52
3.1.1. Vibrations libres 52
3.1.2. Vibrations forcées ; la résonance 52
3.2. La loi de Küpfmüller 53
3.2.1. La sélectivité 53
3.2.2. L'amortissement 53
3.2.3. Applications 54
3.3. Formants et zones formantiques 54
3.3.1. Genèse 54
3.3.2. Résonateurs de Helmholtz 55
CHAPITRE VI 56
INTRODUCTION A LA SPECTROGRAPHIE 56
1. Le sonagraphe 56
1.1. Insuffisance de l'oscillographie 56
1.2. Le plan spectral 57
2. Le sonagramme 57
2.1. Typologie élémentaire 57
2.2. Signaux complexes 58
2.3. Interprétation du sonagramme 59
3. Le plan dynamique 62
3.1. La courbe de niveau 62
3.2. La spectrographie en sections instantanées 62
4. L'analyse complète 62
BIBLIOGRAPHIE 64
TABLE DES FIGURES 66

INTRODUCTION

L'acoustique musicale est une discipline extrêmement ancienne et ses origines se confondent avec les débuts de la spéculation philosophique dans la plupart des grandes civilisations. Pour ce qui concerne l'Occident, c'est aux Pythagoriciens (VI^e^ s. av. J.-C.) que nous devons les toutes premières recherches en ce domaine.

Sur le personnage de Pythagore proprement dit, nous ne savons rien, pas même s'il a réellement existé, mais la tradition lui attribue une idée géniale, dont les principes sont toujours valables à l'heure actuelle : après avoir divisé une corde vibrante en 2, en 3 puis en 4 parties égales, il compara les longueurs obtenues à la longueur totale, les associa à des hauteurs, et obtint l'octave à 1/2, la quinte aux 2/3, et la quarte aux 3/4 de la longueur de sa corde ; il établissait par là même une correspondance entre l'arithmétique et la musique en posant l'équivalence des intervalles musicaux et des rapports fractionnaires.

L'instrument utilisé, le monocorde, une simple corde tendue et maintenue par deux chevalets coulissant sur une règle graduée permettant les calculs de proportion, a été en usage pendant près de 2500 ans, de l'Antiquité à la fin du XVIII^e^ siècle. C'est assez dire l'influence qu'a exercée ce mode de raisonnement sur la théorie musicale.

Les travaux d'Isaac Newton (1642-1727) sont à l'origine de ce que j'appellerai la seconde révolution acoustique : en démontrant le rôle de l'air et de son élasticité dans la propagation des sons, il donna une nouvelle impulsion à la recherche, et permit à l'acoustique musicale de passer de l'ère de l'arithmétique à celle de la physique.

Ce fut une perte de prestige incontestable pour cette discipline, qui servait de fondement à la cosmogonie pythagoricienne, avait partagé au Moyen Âge avec l'arithmétique, la géométrie et l'astronomie l'insigne privilège de constituer le quadrivium, de n'être plus désormais qu'une simple branche de la mécanique, elle-même un sous-ensemble de la physique. Mais il s'agit en réalité d'un progrès considérable qui transforma l'acoustique en science moderne.

À partir de là, les progrès, découvertes et inventions ont été très nombreux, et ne seront mentionnées ici que quelques étapes primordiales à la fois pour l'acoustique et la musique.

Le mathématicien français Joseph Sauveur (1653-1716) mit en évidence par le calcul qu'un son est composé d'harmoniques[1]. Cette découverte fut d'une importance capitale, au XVIII^e^ siècle pour les théoriciens de la musique, et tout spécialement pour Rameau, qui en tint compte dans son traité *La Génération harmonique*, publié en 1737.

Peu de temps après, l'Anglais Brook Taylor (1685-1731) découvrit la formule des cordes vibrantes qui permet, connaissant certains paramètres, de calculer leur fréquence[2]. Dans le même esprit, Daniel Bernoulli (1700-1782), dernier descendant d'une illustre famille de mathématiciens suisses, détermina les paramètres nécessaires au calcul de la fréquence d'un tuyau sonore[3].

Il faut également citer Félix Savart (1791-1841), passionné par les problèmes de fabrication d'instruments de musique, qui se posait la question du bien-fondé de certaines pratiques

---

[1] J. Sauveur, *Principes d'acoustique et de musique*, Paris, 1700.

[2] B. Taylor, *Methodus incrementorum directa et inversa*, Londres, 1715.

[3] D. Bernoulli, *Hydrodynamica*, Bâle, 1738.

traditionnelles, non pas seulement en physicien, mais en curieux, en pragmatique, ce qui l'amena entre autre à créer un violon de forme trapézoïdale, bien connu des luthiers[1].

À l'aube du XX^e siècle, les travaux de Lord John Rayleigh (1842-1919), Prix Nobel de physique en 1904, constituent la première grande synthèse de l'acoustique musicale moderne[2]. À la même époque, le physicien Henri Bouasse (1866-1953) entreprit une étude systématique de tout ce qui est susceptible de rendre un son : il en résulte un ensemble de traités d'acoustique théorique, dépassés parfois sur certains points, mais qui demeurent absolument fondamentaux[3]. Aucun travail de cette envergure n'a été publié depuis celui-ci.

Au milieu du XIX^e siècle, une grande figure, Hermann von Helmholtz (1821-1894), est à l'origine de la troisième révolution acoustique : physicien, physiologiste et musicien, Helmholtz opéra un rapprochement entre ses différentes spécialités en analysant les sons non plus seulement comme des objets physiques, mais en fonction des effets qu'ils produisent[4].

Historiquement, il serait juste de dire qu'il rejoignait en cela les préoccupations d'Aristoxène de Tarente, un disciple d'Aristote, qui posait déjà au IV^e siècle avant J.-C. des questions bien embarrassantes[5], notamment sur la nature et la perception des consonances et des dissonances, ou sur les pouvoirs d'entraînement de certains rythmes, questions que la science de son temps était loin de pouvoir résoudre. Helmholtz, en étudiant les sensations auditives, en tentant de les mesurer, fonda la psycho-physiologie de l'audition avec pour résultat immédiat la première théorie cohérente, quoiqu'aujourd'hui caduque, du fonctionnement de l'oreille interne (théorie de la résonance, 1857 ; cf. chap. VIII).

Ces travaux ont été suivis de beaucoup d'autres, qui ont conduit à une connaissance de plus en plus approfondie de notre façon de percevoir les sons. La théorie de l'audition admise à l'heure actuelle est pour l'essentiel due à un chercheur américain d'origine hongroise, Georg von Bekesy (1899-1972), et valut à son auteur le Prix Nobel de médecine en 1961[6].

Au XX^e siècle, l'acoustique a beaucoup progressé tout en élargissant considérablement le champ de ses investigations : acoustique théorique, acoustique architecturale, domaine des infrasons et des ultrasons, électroacoustique, mesure des bruits et protection de l'environnement, psychoacoustique, sont quelques exemples parmi les nombreuses spécialités étudiées à l'heure actuelle.

Au sein de cet ensemble, l'acoustique musicale occupe une place sans doute modeste, mais s'avère indispensable à tous les musiciens (au sens le plus large du terme) qui s'intéressent à leur pratique et cherchent à en comprendre les fondements. Cette discipline, en effet, du moins telle qu'elle sera exposée ici, s'appuie essentiellement sur l'expérience concrète de la musique. L'acoustique musicale est théorique dans sa finalité, en ce qu'elle cherche à comprendre la nature des phénomènes, et au mieux à découvrir et formuler des lois, mais demeure profondément pragmatique quant à sa démarche. Ce point est important, car s'il est beaucoup plus facile d'expérimenter et de raisonner sur des artefacts en laboratoire que sur des sons musicaux bien réels, riches de toute leur complexité, les réactions obtenues et les connaissances que l'on peut en tirer ne sont malheureusement pas directement applicables au domaine musical, qui est celui qui nous intéresse. Ces quelques réflexions paraissent peut-être un peu abstraites, mais prendront toute leur signification lorsque nous aborderons l'étude de la psychoacoustique.

* *
*

---

[1] F. Savart, *Mémoire sur la construction des instruments à cordes et à archet*, Paris, 1819.

[2] J. Rayleigh, *Theory of Sound*, 2 vol., Londres, 1878.

[3] Cf. notamment *Cordes et membranes*, Paris, 1926 ; *Verges et plaques, cloches et carillons*, Paris, 1927 ; *Tuyaux et résonateurs*, Paris, 1929 ; *Instruments à vent*, 2 vol., Paris, 1929-1930.

[4] H. von Helmholtz, *Die Lehre von dem Tonempfindungen als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik*, Braunschweig, 1863. Trad. fr. : *Théorie physiologique de la musique fondée sur l'étude des sensations auditives*, Paris, 1868.

[5] Cf. *Sur le rythme*, et *Éléments harmoniques*.

[6] G. von Bekesy, *Experiments in Hearing*, New York, 1960.

L'objet de l'acoustique musicale est finalement vaste, ambitieux, et recouvre des territoires variés, impliquant le concours d'autres disciplines scientifiques. Il n'est dès lors pas possible d'en approcher tous les aspects, et je limiterai mon propos à quelques grandes questions.

Le cours d'Acoustique musicale se répartit en deux fichiers distincts au format PDF, *Le son musical* (code DMU1D1B) et *Introduction à la psychoacoustique* (code DMU2D1B).

Le son musical (chapitres I à VI) traite de la nature et de la structure du signal sonore : elle explique ce qu'est un son, comment il est construit, organisé, et comment il se comporte dans l'espace. Les deux premiers chapitres constituent pour l'essentiel un rappel de notions mathématiques et physiques de base, simplifié à l'extrême, qui s'adresse surtout aux étudiants issus des filières littéraires ; cet exposé n'exige pratiquement aucune connaissance scientifique préalable, et peut être réellement compris par tous.

L'exposé comprend un certain nombre de formules, servant soit à expliquer les paramètres mis en jeu dans un phénomène donné, soit à effectuer des calculs simples. Ces formules, une cinquantaine, n'ont pas toutes la même importance : certaines sont capitales et doivent être apprises par cœur, d'autres sont surtout explicatives ou informatives. Pour les distinguer et éviter d'alourdir inutilement votre mémoire, les premières, c'est-à-dire les plus importantes, sont signalées par le pictogramme ☞ placé en début de ligne.

Le deuxième volet, *Introduction à la psychoacoustique* (chapitres VII à XVIII) est consacrée à l'étude du système auditif humain, ainsi qu'aux performances du système auditif en fonction de l'intensité, de la hauteur et du timbre des sons.

Enfin, la **Bibliographie** s'adresse surtout aux étudiants désireux d'approfondir un point particulier du cours. Certains des ouvrages cités, de par leur rareté ou leur difficulté d'accès, ne pourront être consultés qu'en bibliothèque.

CHAPITRE I

NATURE ET STRUCTURE DU SON MUSICAL

1. Notion de mouvement

1.1. Le mouvement périodique

1.1.1. Définitions

Un mouvement est périodique lorsqu'il se reproduit identique à lui-même, indéfiniment, au bout d'un certain temps appelé **période**.

La notion de mouvement est très générale, et doit être comprise dans son sens le plus large : ainsi, les oscillations d'un diapason, une colonne d'air vibrant dans un tuyau, mais tout aussi bien une séquence complexe de gestes répétitifs, sont des mouvements périodiques.

Un **cycle** est un mouvement isolé qui se répète périodiquement ; par exemple, un aller-retour de ses deux branches constitue le cycle du diapason.

L'**amplitude**, notée a, est l'élongation maximum du cycle à partir de sa position de repos.

La **fréquence** N est le nombre de cycles par unités de temps (en acoustique, l'unité de temps est la seconde) ; le nombre de cycles par secondes s'exprime en hertz[1] et s'abrège en Hz : les branches du diapason oscillent 440 fois en une seconde, la fréquence du mouvement est donc égale à 440 Hz.

La **période** T est la durée en seconde d'un cycle : la période du diapason vaut 1/440 de seconde. Conséquence importante, la période est l'inverse de la fréquence : pour un mouvement périodique de fréquence 1 000 Hz, la période T est égale à 1/1000 de seconde.

Notons d'ores et déjà que l'amplitude correspond à l'intensité du son, et la fréquence à sa hauteur. Mais nous reviendrons sur ce point (chap. II), lorsque sera établie la correspondance physique entre mouvement et onde sonore.

1.1.2. Le mouvement périodique simple

Considérons un point A tournant sur la circonférence d'un cercle, animé d'une vitesse constante et uniforme : c'est un mouvement simple, le plus simple qui soit mathématiquement, que l'on appelle mouvement sinusoïdal (décrit ici dans sa 1re représentation). Projetons à présent la perpendiculaire de ce point A sur le diamètre xy (fig. 1). Le point B ainsi obtenu est animé d'un mouvement équivalent, mais cependant différent, car sa vitesse n'est plus uniforme : elle est maximum au centre 0 du cercle, puis ralentit progressivement jusqu'à devenir nulle en x, repart en sens inverse pour être maximum en 0, ralentit en direction de y jusqu'à être nulle à l'extrémité de sa course, puis repart en sens inverse animé d'une nouvelle accélération, et ainsi de suite. Le mouvement de B est toujours sinusoïdal, mais dans une deuxième représentation. L'amplitude est égale au rayon r du cercle, un cycle est un aller et retour complet effectué le long du diamètre xy, la période est la durée en seconde d'un aller et retour complet, et la fréquence le nombre d'allers et retours complets en une seconde.

---

[1] Depuis 1930, en hommage au physicien allemand Heinrich Hertz (1857-1894), qui découvrit les ondes électromagnétiques.

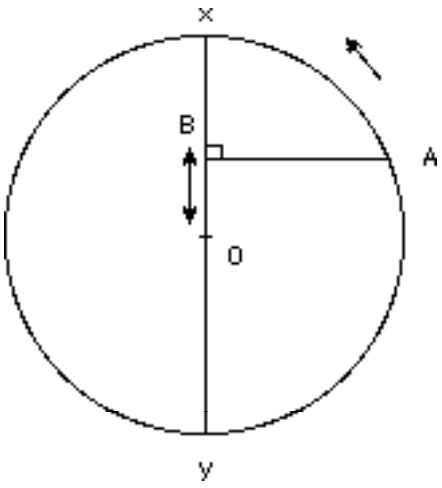

Fig. 1 : le mouvement sinusoïdal

Ce mouvement nous est familier, surtout si nous regardons non plus verticalement mais horizontalement le diamètre xy : le va-et-vient du point B est l'oscillation du pendule.

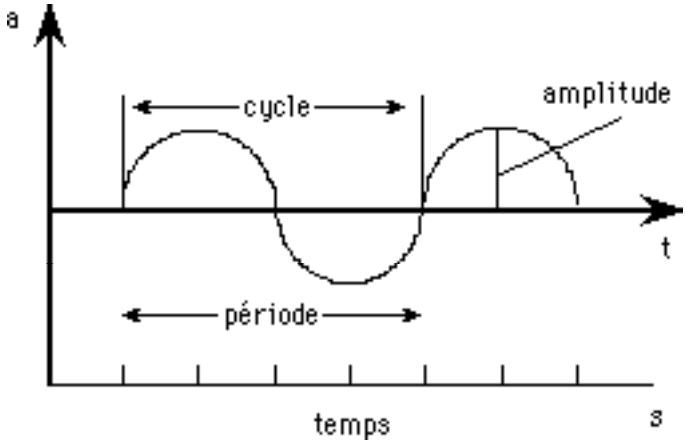

Fig. 2 : la sinusoïde

Il est possible de représenter par une courbe dans le temps les oscillations du point B (fig. 2), avec l'amplitude a en ordonnée et le temps t en abscisse : l'allure de cette courbe est bien connue, c'est la 3e représentation du mouvement sinusoïdal. La période T est le temps qui sépare deux maxima d'élongation, ou tous autres points homologues.

1.1.3. Le mouvement périodique complexe ; la loi de Fourier

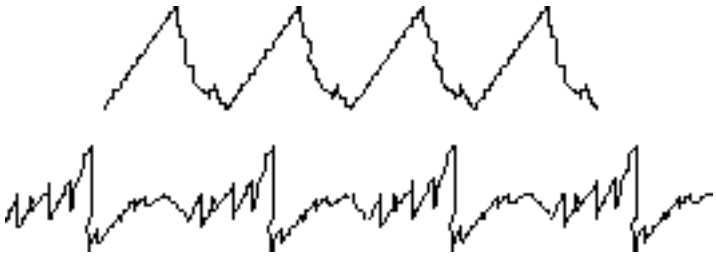

Fig. 3 : mouvements périodiques complexes

Dans la nature, les véritables mouvements simples n'existent pratiquement jamais isolément, et on rencontre d'autres mouvements, qui, tout en restant périodiques, ne ressemblent pas à celui que

nous avons observé jusqu'à présent ; leurs formes peuvent varier à l'infini, comme les deux exemples de la figure 3 peuvent le suggérer (il s'agit toujours de courbes amplitude/temps, mais les axes ne sont pas représentés) :

Puisqu'ils sont ne sont pas simples, nous les appellerons tout naturellement des mouvements complexes. De cette évidence découle une conséquence importante : il n'existe en tout et pour tout que deux sortes de mouvements périodiques, les mouvements simples (ou sinusoïdaux) et les mouvements complexes. Plus encore, nous allons constater à présent que tous les mouvements complexes, sans exception, ne sont formés, « fabriqués » pourrait-on dire, que de mouvements simples.

La loi de Fourier : le mathématicien Joseph Fourier (1768-1830), alors qu'il travaillait à un modèle mathématique de la propagation de la chaleur dans différents solides, a démontré (en 1812) que *tout mouvement périodique complexe peut toujours se décomposer en une somme de mouvements périodiques simples dont les fréquences sont des multiples entiers de la fréquence la plus petite*. Les mouvements (ou composants) simples sont appelés **harmoniques**, et l'harmonique de plus petite fréquence, le **fondamental**. À noter au passage que les substantifs *harmonique* et *fondamental* sont du genre masculin.

Illustrons ce théorème par un exemple. Soit un mouvement périodique de 100 Hz : sans autre précision, nous ne pouvons en connaître la composition, et savoir s'il est simple ou complexe. Simple, c'est une sinusoïde de 100 cycles par seconde ; complexe, il se compose de plusieurs mouvements de fréquences différentes, par exemple :

1100
600
500
300
200
100

Toutes ces fréquences sont bien des multiples entiers de la plus petite d'entre elles, ici 100 Hz, le fondamental : ce sont les harmoniques du mouvement complexe de 100 Hz. Nous remarquons également dans cet exemple que tous les multiples entiers ne sont pas nécessairement présents ; il peut en manquer, comme ici 400, 700, 800, 900 ou 1 000 Hz : la série des harmoniques est de ce fait incomplète, ce qui est très fréquemment le cas des mouvements complexes naturels.

Tout harmonique ayant pour fréquence *n* fois celle du fondamental, *n* représente son coefficient multiplicateur, mais également son numéro d'ordre dans la série. Dans l'exemple ci-dessus, 300 Hz est le 3^{e} harmonique, et 1100 le 11^{e}, quoique ce dernier soit le 6^{e} composant, puisqu'il manque certains d'entre eux. En outre, le fondamental est toujours l'harmonique 1.

La loi de Fourier, avec ses conséquences sur la structure des sons, est d'une importance capitale en acoustique musicale, et nous y ferons souvent référence.

1.2. Le mouvement non périodique complexe

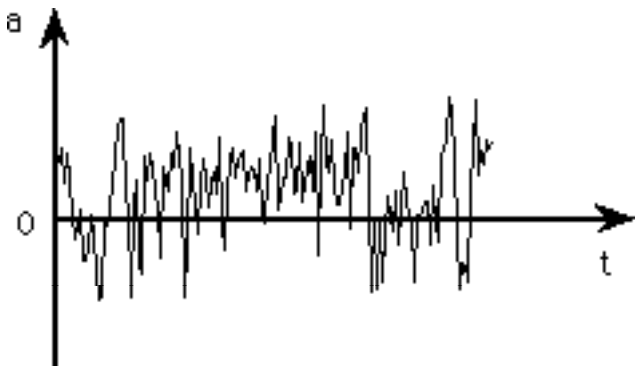

Fig. 4 : mouvement non périodique

Ce type de mouvement est composé de cycles qui ne se répètent pas exactement identiques à eux-mêmes (fig. 4).

Il existe bien sûr une infinité de possibilités ; d'ailleurs, dans la nature, un mouvement[1] ne se répète jamais de façon rigoureusement identique : soit les périodes n'ont pas toutes la même durée, ce qui entraîne une variation de sa fréquence, soit l'amplitude varie à chaque cycle, les deux causes pouvant en outre se produire simultanément.

Dans un tel cas le mouvement est complexe, mais ne se laisse pas décomposer en séries de Fourier : bien que les composants soient toujours sinusoïdaux (et il ne saurait en être autrement puisque les mouvements simples sont les seuls éléments de construction des mouvements complexes), leur fréquence n'est cette fois plus un multiple entier de celle du fondamental ; ils pourraient valoir, par exemple, pour un fondamental de 100 Hz :

1142
963
807
759
538
480
277
100

Pour distinguer ces composants des harmoniques, on les appelle des **partiels** ; le mouvement non périodique n'est donc pas harmonique, il est un **mouvement à partiels**. Sur le plan musical, le mouvement non périodique complexe correspond à des sons non entretenus (cf. chap. II), par exemple ceux des instruments à cordes pincées, frappées, ou encore des instruments à percussion ; les spectres harmoniques, au contraire, sont délivrés par les instruments à sons entretenus, comme les cordes frottées ou les vents.

2. Représentation graphique du mouvement complexe

2.1. La phase

Considérons à nouveau la 1re représentation du mouvement sinusoïdal, un point A qui tourne autour d'un cercle de centre 0 à vitesse constante et uniforme. Observons maintenant un point B tournant sur le même cercle, à la même vitesse que A, mais parti après lui (fig. 5) :

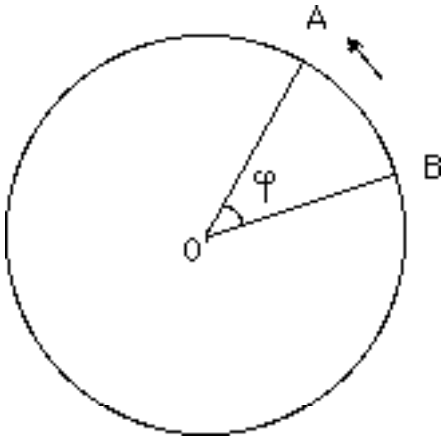

Fig. 5 : l'angle de phase

[1] Nous verrons au chapitre II que les mouvements dont il est question depuis le début sont en réalité des sons.

On appelle **angle de phase** φ (lettre grecque *phi*) l'angle $\widehat{AOB}$ formé par les rayons de ces deux points au centre. L'angle φ reste constant dans ce cas de figure, puisque les deux points tournent à la même vitesse. La phase est donc la constante angulaire d'un mouvement périodique.

Quatre cas peuvent se présenter :

•A et B sont confondus : φ = 0° et les deux mouvements (et donc les deux courbes correspondantes) sont dits **en phase** ;

•A et B sont diamétralement opposés : φ = 180°, et les deux mouvements sont dits **en opposition de phase** ; le retard d'une courbe sur l'autre est d'une demi-période (ou égal à π) ;

•A et B sont décalés d'un angle droit, soit un quart de période (ou π/2) : les deux mouvements sont en **quadrature de phase** ;

•dans tous les autres cas, lorsque A et B sont en position quelconque sur la circonférence du cercle, nous dirons que les deux mouvements sont simplement en **décalage de phase**.

Remarque : si B possède un tour complet de retard sur A, les deux points sont de nouveau confondus, mais le décalage de phase est d'une période complète, et φ = 360° (ou 2 π).

2.2. Somme algébrique de mouvements simples

Les mouvements sinusoïdaux, quelles que soient leur fréquence, leur amplitude et leur phase respectives, s'additionnent algébriquement (cf. les termes du théorème de Fourier) lorsqu'ils entrent en combinaison. Cela signifie que l'amplitude des courbes s'additionne point par point en tenant compte des valeurs éventuellement positives et négatives. La figure 6 montre trois courbes sinusoïdales a, b et c, respectivement de fréquence N, 2N et 3N, et d'amplitude a, a/2 et a/3. En tous points, la somme algébrique de ces trois courbes donne des valeurs résultantes dont l'ensemble constitue la courbe A. Que remarquons-nous ?

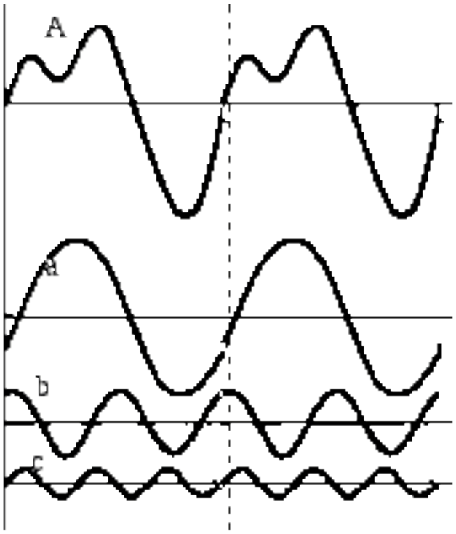

Fig. 6 : somme de trois sinusoïdes

a) Une somme de mouvements simples donne bien un mouvement complexe : il est clair en effet que A n'est pas sinusoïdal.

b) A est-il périodique ? Oui, bien sûr, puisque si la cause qui l'a produit (superposition de a b c) se répète, A se répétera identique à lui-même.

c) Quelle est la fréquence de A ? Elle est égale à celle de a, c'est-à-dire à celle du composant de plus petite fréquence.

d) Il est clair que cet exemple entre dans le cadre de la loi de Fourier : A est un mouvement périodique complexe, a, b, et c sont ses harmoniques de rangs 1, 2 et 3, a étant le fondamental de ce spectre harmonique.

2.3. Différents cas d'addition

Les combinaisons sont sans limites, comme pour les mouvements inharmoniques, si l'on tient compte de la phase et de l'amplitude des composants. La figure 7 présente deux harmoniques seulement (h_1 et h_2), en phase et de fréquences N et 2N (comme dans l'exemple précédent), mais cette fois d'amplitudes égales. On peut comparer cette résultante avec celle du schéma suivant.

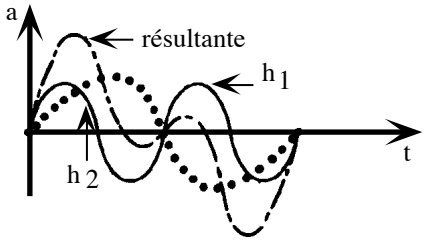

Fig. 7 : somme de deux sinusoïdes

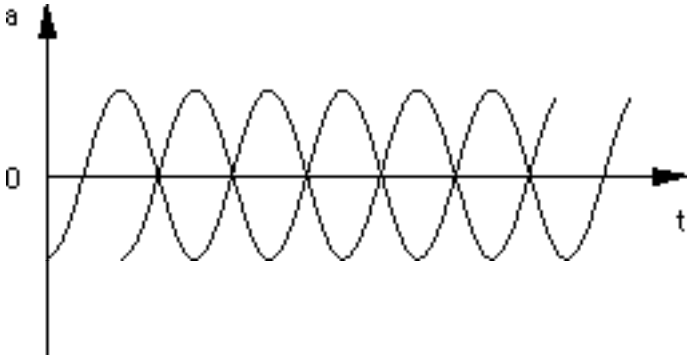

Fig. 8 : opposition de phase

Examinons maintenant la figure 8 : elle montre deux mouvements sinusoïdaux en opposition de phase : ils sont en effet décalés d'une demi-période, soit 180° : dans une telle configuration, la résultante est nulle et se confond avec l'axe des abscisses, puisqu'en tous points les valeurs positives de l'amplitude sont annulées par des valeurs identiques mais négatives. Les interférences sont ici destructives.

2.3.1. Sons types

Il ne saurait être question de répertorier les différentes combinaisons de mouvements simples, qui sont responsables, nous le verrons, de l'immense variété des timbres des sons. Cependant, quelques cas typiques présentent un grand intérêt pour l'acoustique musicale.

La figure 9 montre (en trait plein) la résultante obtenue par l'addition de l'infinité des harmoniques de tous rangs, l'amplitude de chaque composant étant inversement proportionnelle à son rang harmonique soit la combinaison N, 2N, 3N, 4N, ..., nN, pour les fréquences, et a, a/2, a/3, a/4, ..., a/n, pour les amplitudes, tous les composants étant en phase. En raison de sa forme, on appelle cette résultante courbe en **dents de scie**.

Dans la réalité, évidemment, un son ne comprend jamais une infinité d'harmoniques, mais deux ou trois à quelques dizaines au maximum selon les cas ; toutefois, nous pouvons observer qu'avec un petit nombre d'harmoniques seulement, une résultante prend rapidement son allure caractéristique. Sur la figure 9, la courbe en tirets, déjà proche d'une dent de scie théorique, est obtenue avec seulement les quatre premiers composants de la série de Fourier.

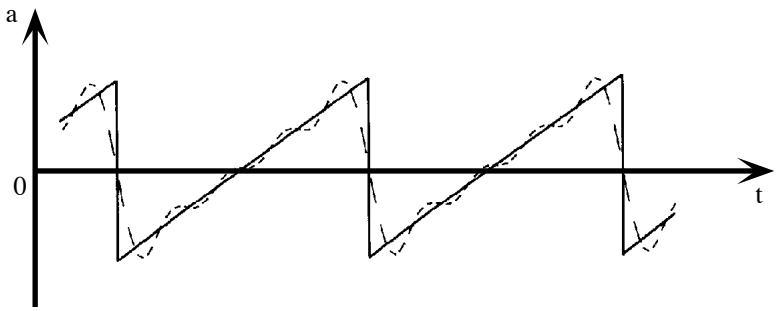

Fig. 9 : courbe en dents de scie

Si maintenant nous additionnons seulement les harmoniques de rangs impairs, à savoir les composants de fréquence N, 3N, 5N, 7N, ..., avec, comme précédemment, une amplitude inversement proportionnelle au rang, soit a, a/3, a/5, a/7…, nous obtenons un **signal rectangulaire** (fig. 10).

On distingue en pointillé les trois premiers composants, c'est-à-dire les harmoniques h_1, h_2 et h_3 en phase, dont les amplitudes sont bien inversement proportionnelles ou rang, en trait gras la résultante réellement obtenue par cette addition, et en trait fin l'allure théorique du signal rectangulaire, forme que l'on obtiendrait en additionnant l'infinité des harmoniques de rangs impairs.

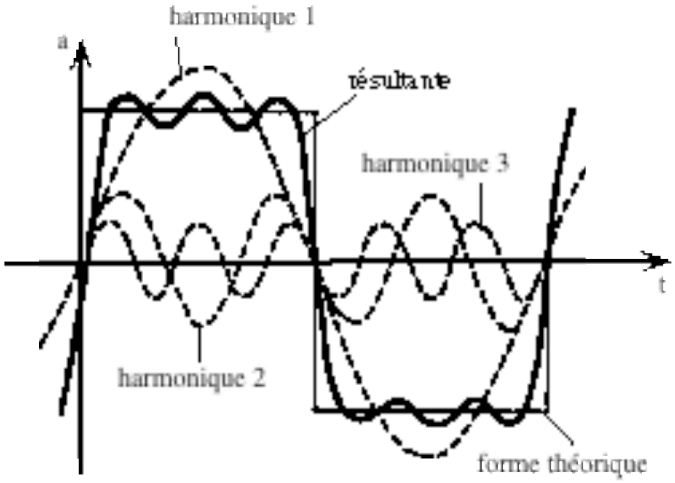

Fig. 10 : signal rectangulaire

2.3.2. Battements

Le phénomène connu sous le nom de battements est d'une grande importance pratique, et il faut en bien comprendre le principe.

Soient deux sinusoïdes de fréquences très proches l'une de l'autre, et débutant en phase (fig. 11)

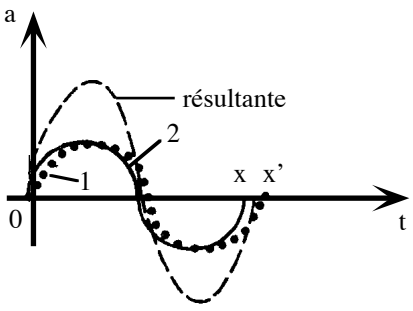

Fig. 11 : battements

À la fin de la première période, elles présentent un décalage xx', la courbe 2 étant plus rapide, c'est-à-dire ayant une fréquence supérieure (donc une période plus courte) à celle de la courbe 1. À la fin de la deuxième période, le décalage vaudra naturellement 2xx', à la troisième période 3xx', etc. Les deux courbes étant en phase au début du mouvement, la résultante présente une amplitude maximum ; le décalage, augmentant progressivement à chaque cycle, accentue le déphasage des deux mouvements après un certain nombre de périodes — qui dépend de la différence des deux fréquences — les courbes 1 et 2 seront en opposition de phase, et la résultante nulle. Mais le décalage continue d'augmenter et dépasse 180° ; par conséquent, l'amplitude de la résultante augmente à nouveau, et atteindra sa valeur maximum quand les courbes 1 et 2 seront en phase, avec un décalage de 360°.

En résumé, lorsque deux fréquences voisines entrent en combinaison, la résultante passe périodiquement par des maxima et des minima d'amplitude, se traduisant pour l'oreille par des renforcements et des atténuations du son, d'où le nom de battements.

La figure 12 montre deux sinusoïdes N_1 et N_2 de fréquence 70 et 60 Hz, avec au-dessous leur résultante N_B : en suivant bien le tracé en trait plein de celle-ci, on voit clairement l'amplitude passer successivement par des minima et des maxima, et pour rendre cette variation encore plus visible, un trait en pointillé précise l'enveloppe des battements en en épousant le contour.

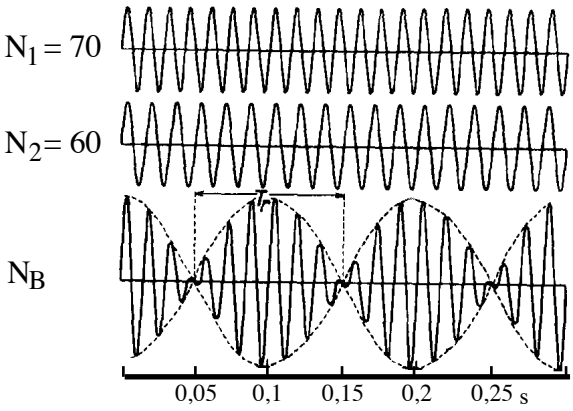

Fig. 12 : enveloppe des battements

Cette courbe résultante est-elle périodique ? Oui, puisque N_1 et N_2 le sont, et la fréquence N_B des variations d'amplitude, c'est-à-dire des battements, est égale à la différence des deux fréquences génératrices :

☞ $$N_B = N_1 - N_2 = 10 \text{ battements par seconde} \quad (1)$$

Quant à la fréquence N_{moy} du mouvement résultant, elle est égale à la moyenne de N_1 et N_2, soit :

☞ $$N_{moy} = \frac{N_1 + N_2}{2} \quad (2)$$

Il est possible d'utiliser une analogie pour expliquer le phénomène des battements. Considérons deux coureurs A et B qui tournent pendant une heure sur une piste circulaire. Le coureur A, plus rapide que le coureur B, couvre 50 tours, contre seulement 40 pour son adversaire. Ils terminent néanmoins la course ensemble, mais avec 10 tours de plus pour A. En résumé, 10 fois en une heure, A a dépassé B, lui a été diamétralement opposé, et l'a rejoint. Si nous additionnons ces deux courses (qui sont sinusoïdales si leur vitesse a été constante), les mouvements seront 10 fois en phase et 10

fois en opposition de phase, provoquant 10 maxima d'amplitude suivis de 10 minima, donc 10 « battements » dans l'unité de temps considérée.

Les battements ne se produisent pas uniquement entre des mouvements simples, mais aussi entre les composants des mouvements complexes. Soient par exemple deux spectres harmoniques N_1 et N_2, respectivement de fréquences 200 et 202 Hz. Un battement apparaît entre les fondamentaux, mais également entre leurs harmoniques :

800	808	8 battements par seconde
600	606	6 »
400	404	4 »
200	202	2 »

Si maintenant N_2 est à la quinte légèrement supérieure de N_1, les fréquences seront dans un rapport proche de 3/2 (cf. §. 3.2) :

800		
600	604	4 battements par seconde
400		
	302	
200		

Comme je l'ai dit plus haut, les battements ont une grande importance en musique : il est possible d'entendre, grâce à eux, de très petites différences de hauteur entre deux sons simultanés : par exemple entre 1 000 Hz et 1 001 Hz, l'oreille percevra aisément 1 battement par seconde, alors que mélodiquement, ces deux sons ne peuvent être différenciés. Ce phénomène est utilisé pour l'accord de certains instruments, et l'on peut atteindre ainsi une parfaite précision. Les battements sont également utilisés à des fins esthétiques : dans certains jeux d'orgues, par exemple, les tuyaux sont volontairement désaccordés afin de produire un battement lent (unda maris, voix céleste).

3. La série harmonique

La notion de série harmonique est sans aucun doute l'application de la loi de Fourier la plus utile aux musiciens (connaissance des intervalles et des fondements de l'harmonie) et son étude est importante en acoustique musicale.

3.1. Rapports harmoniques et intervalles musicaux

Quelle que soit la fréquence d'un fondamental, ses harmoniques entretiennent avec lui des rapports numériques constants ; l'harmonique 2 a toujours une fréquence double, et l'harmonique 13 une fréquence 13 fois supérieure. Il en est évidemment de même pour les harmoniques entre eux : le 5^{e} est toujours dans le rapport 5/4 avec le 4^{e}, et le 7^{e} dans le rapport 7/3 avec le 3^{e}.

Ces rapports numériques sont des rapports de fréquence aussi bien que des rapports de numéros d'ordre. La fréquence étant perçue par l'oreille comme la hauteur d'un son, un rapport de fréquence est perçu comme un intervalle musical.

En conséquence, les harmoniques d'un son seront ordonnés en une succession invariable d'intervalles, et ceci, encore une fois, quelle que soit la fréquence du fondamental, c'est-à-dire la hauteur de la note. C'est précisément cette succession invariable d'intervalles que l'on appelle **série harmonique**.

3.2. Propriétés de la série harmonique

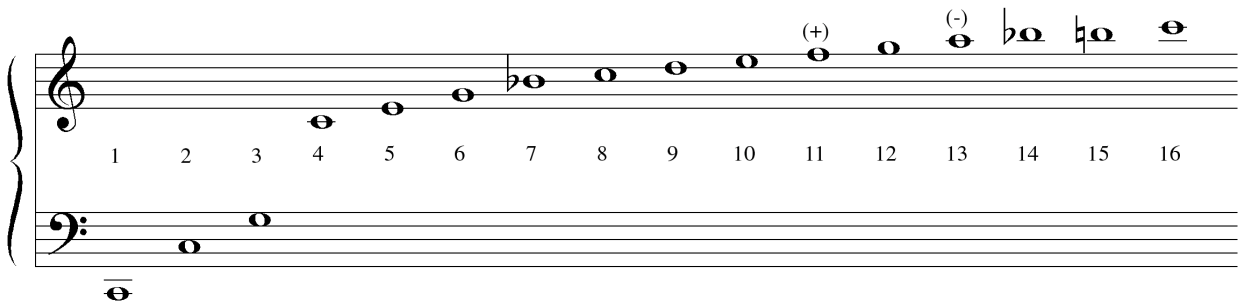

Fig. 13 : la série harmonique

Voici, à partir d'un fondamental ut grave (do_1), la série des 16 premiers harmoniques (fig. 13). Rappelons que do_1 signifie « *do* indice 1 ». Toutes les octaves sont numérotées pour faciliter le repérage des notes ; les indices changent à partir de *do* ; par exemple, l'octave 4 est celle qui débute au *do* du 3e interligne en clé de sol et se termine au *si* placé au-dessus de la 1re ligne supplémentaire ; ainsi, le *la* du diapason est le la_3 (2e interligne en clé de sol).

La structure mathématique de la série harmonique lui confère des propriétés particulières qu'il est important de connaître pour en comprendre l'organisation.

1. La série harmonique est théoriquement illimitée ; toutefois les composants de fréquence très élevée n'ont pas assez d'énergie pour exister réellement, et en réalité un son possède quelques dizaines d'harmoniques tout au plus.

2. N'importe quelle hauteur, n'importe quelle note peut servir de fondamental : la série harmonique n'est pas une série de hauteurs mais d'intervalles.

3. Le numéro d'ordre d'un harmonique est son coefficient multiplicateur pour la fréquence : l'harmonique 6, par exemple, vaut 6 fois la fréquence du fondamental. Il est donc possible d'exprimer un intervalle par un rapport fractionnaire :

ex. :	5te juste	→	3/2
	3ce majeure	→	5/4
	7e mineure	→	7/4

Chaque terme de la fraction désigne un harmonique par son numéro. Ce rapport est la valeur par laquelle il faut multiplier une fréquence pour obtenir celle de la note supérieure de l'intervalle :

Application : le diapason (la_3) est légalement fixé à 440 Hz. Quelle est la fréquence du mi_4 ?

Le mi_4 se trouve à la 5te supérieure du la_3 ; sa fréquence est donc égale à :

$$440 \times \frac{3}{2} = 660 \text{ Hz}$$

Pour trouver un intervalle descendant, il faut diviser la fréquence par le rapport fractionnaire, ce qui revient à multiplier par la fraction renversée :

$$mi_3 = \frac{440}{4/3} = 440 \times \frac{3}{4} = 330 \text{ Hz}$$

De même, en multipliant (ou en divisant) un coefficient par 2 (ou 2^n), on hausse (ou on baisse) le son correspondant de 1 (ou n) octave(s).

Les calculs exprimés ainsi concernent uniquement les rapports de fréquence ; si l'on raisonne à partir de cordes vibrantes ou de tuyaux, il faut inverser le sens des opérations, la longueur d'une corde ou d'un tuyau étant inversement proportionnelle à sa fréquence : ainsi les 3/4 d'une corde à vide donnent la 4te supérieure, et il faut diviser sa longueur par 4/5 pour obtenir la 3ce majeure inférieure d'un tuyau.

4. Les intervalles de la série harmonique sont sans battements, et qualifiés pour cette raison de « purs », « parfaits », « naturels », et parfois même de « justes ». Cette dernière dénomination paraît

toutefois ambiguë — pour ne pas dire abusive — et devrait être évitée : il vaut mieux conserver ce terme pour juger un accord par rapport à un système culturel de référence. Ainsi peut-on déclarer « justes » les tierces majeures d'un piano accordé selon le tempérament égal, alors qu'elles comportent des battements, parce que légèrement supérieures au rapport 5/4 de la série harmonique (cf. chap. XV). En acoustique, on utilise souvent le terme « strict » pour désigner les rapports sans battements de la série harmonique.

5. Les coefficients impairs correspondent à des sons nouveaux dans la série, les coefficients pairs à un son déjà présent à l'octave inférieure. Cela se vérifie dès le fondamental, qui est évidemment considéré comme nouveau. D'après cette loi, le 2e harmonique ne peut être que l'octave du premier.

6. Les intervalles de la série harmonique sont de plus en plus petits. Cela est évident pour les premiers, mais mérite peut-être une explication pour les suivants : les harmoniques 7 et 8, 8 et 9, 9 et 10, par exemple, semblent former entre eux le même intervalle de 2de majeure. Ce n'est bien entendu qu'une apparence, due seulement à la notation utilisée. D'ailleurs, sur le plan arithmétique, il est clair que :

$$\frac{8}{7} > \frac{8}{7} > \frac{10}{9}$$

La hauteur des harmoniques, déterminée par la nature elle-même (la physique des mouvements vibratoires) ne correspond pas toujours exactement à celle de nos notes de musique, réglée par les opérations culturelles du tempérament (cf. chap. XV). Certains composants, comme le 11e ou le 13e, par exemple, sont très éloignés des notes qui servent à les transcrire (d'où l'utilisation des (+) et (–) placés au-dessus). Il faut donc éviter d'utiliser ces rapports « faux » pour calculer les intervalles de nos gammes usuelles.

7. Les octaves successives de la série harmonique contiennent de plus en plus de sons différents :

1re octave : 1 son
2e octave : 2 sons
3e octave : 4 sons
4e octave : 8 sons
etc.

Le nombre de sons doublant à chaque fois, chaque octave peut donc être exprimée par une puissance de 2 :

1re octave : 2^0 son
2e octave : 2^1 sons
3e octave : 2^2 sons
4e octave : 2^3 sons
etc.

Ces différentes propriétés permettent de retrouver la série ou de la poursuivre assez loin sans avoir à l'apprendre par cœur. Il est néanmoins indispensable d'en connaître au moins les seize premiers composants.

3.3. Application à la composition spectrale

Les propriétés de la série permettent de tirer des enseignements fondamentaux sur l'organisation des spectres harmoniques :

a) la différence entre deux harmoniques de rangs voisins est toujours égale à la fréquence du fondamental. Par conséquent, la présence de celui-ci n'est pas indispensable pour déterminer la fréquence du spectre. Ex. :

700
600
500
400

Ce mouvement périodique complexe comprend quatre harmoniques, et il est clair que 400 Hz ne saurait en être le fondamental, les autres fréquences n'étant pas des multiples entiers de 400. En revanche, les composants sont bien des multiples entiers de 100 Hz qui est le fondamental réel, absent ici, dont ils sont les harmoniques 4, 5, 6 et 7. La fréquence d'un tel spectre est bien de 100 Hz, parce que la différence entre deux harmoniques de rangs consécutifs est de 100 Hz (cf. chap. XIII).

b) Considérons à présent le spectre suivant :

800
700
600
500
400
300
200
100

Sa fréquence est de 100 Hz, il comprend huit harmoniques, et sa forme est en dents de scie (cf. chap. I § 2.3.1). Si nous supprimons ses harmoniques de rangs impairs, il reste :

800
600
400
200

Tous les composants sont maintenant des multiples entiers consécutifs de 200 Hz, qui est donc la fréquence du nouveau fondamental. Par cette opération, nous avons octavié vers l'aigu.

Supprimons maintenant du spectre original les harmoniques de rangs pairs :

700
500
300
100

Ce résultat est très différent du précédent : les composants demeurent bien des multiples entiers du fondamental, mais ne sont plus de rangs consécutifs ; la fréquence reste toujours de 100 Hz, le spectre ne présente qu'un harmonique sur deux : les dents de scie se sont transformées en signaux rectangulaires.

Supprimer les harmoniques de rangs impairs change la hauteur d’un spectre, supprimer les harmoniques de rangs pairs en modifie le timbre.

CHAPITRE II

LES SYSTEMES OSCILLANTS

1. Les unités fondamentales

Avant d'entreprendre l'étude du son en tant que phénomène vibratoire, il est peut-être utile de rappeler le sens de quelques unités courantes.

1.1. Vitesse et accélération

À partir des quantités fondamentales que sont le temps t, mesuré en secondes (symbolisées s), et la longueur L en mètres (m), et qu'il n'est pas nécessaire de définir ici, nous pouvons exprimer d'autres grandeurs.

La **vitesse** v mesure en m/s (ou $m \cdot s^{-1}$, ce qui revient au même) la valeur du déplacement d'un corps, en fonction de la distance L et du temps t, soit :

$$v = \frac{L}{t} \tag{3}$$

dont on tire évidemment L = vt et t = L/v.

Le mouvement peut changer soit de direction, soit de valeur, c'est-à-dire de vitesse, ou des deux à la fois. Cette variation est appelée l'**accélération** du mouvement, et symbolisée par la lettre grecque $\gamma(gamma)$. Par exemple, le point B le long du diamètre xy (fig. 1) est en constante accélération ; celle-ci peut être positive ou négative (c'est dans ce dernier cas une décélération).

Soit un mobile passant d'une vitesse de 4 m/s à 10 m/s en 3 s. Nous écrirons :

$$\frac{10m \cdot s^{-1} - 4m \cdot s^{-1}}{3s} = \frac{6m \cdot s^{-1}}{3s} = \frac{2m \cdot -1}{1s} = \frac{2m}{1s^2}$$

et par conséquent :$\gamma = 2\ m/s^2$

L'accélération se mesure donc en $m \cdot s^{-2}$:

$$\gamma = \frac{L}{t^2} \tag{4}$$

1.2. Masse

La **masse** est la quantité de matière d'un corps. Tout corps possède une masse m, qui reste constante quel que soit l'endroit où il se trouve (sur terre ou en apesanteur). La masse se mesure en kilogrammes (kg).

1.3. Force

La **force** est nécessaire à la réalisation d'une action qui peut se réduire à deux principes : la déformation d'un corps (allongement ou compression d'un ressort, tension d'une membrane), ou sa mise en mouvement (changement de direction, de vitesse), c'est-à-dire son accélération. Pour des

raisons pratiques, la force F est mesurée en fonction de l'accélération γ qu'elle est capable de communiquer à une masse m. La loi de la relation fondamentale de la dynamique[1] établit que :

$$F = m \cdot \gamma \tag{5}$$

c'est-à-dire que *la force est égale au produit de la masse par l'accélération*. Accroître la force augmente l'accélération, alors que l'accroissement de la masse provoque un effet contraire.

L'unité de force est fournie par l'équation 5 : si $m = 1$ kg et $\gamma = 1\ m \cdot s^{-2}$, alors F = 1 kg/m par s^2, unité qui a reçu le nom de newton (N). Un newton est ainsi la force qu'il faut pour communiquer à une masse de 1 kg une accélération de $1\ m \cdot s^{-2}$.

La gravitation est une force qui s'exerce sur tous les objets, et dont la direction est le centre géométrique de la terre. L'action de cette force de gravitation, la pesanteur, est appelée **poids**. Si un objet est immobile, par exemple un vase sur une table, c'est qu'il est soumis à deux forces opposées, égales mais de sens contraire[2] : à la pesanteur s'oppose la force de la table. La masse est en équilibre et les deux forces s'annulent. De même, lorsqu'une accélération est communiquée à un corps par une force qui cesse aussitôt son action, le corps se meut en ligne droite jusqu'à ce qu'une autre force agisse en sens inverse pour le stopper[3] (les frottements de l'air ou du sol, entre autres).

Lorsqu'un objet de masse quelconque est lâché au-dessus du sol, son poids lui communique une accélération d'environ $9{,}8\ m \cdot s^{-2}$. D'après l'équation (5), le poids F en newtons de cet objet est proportionnel à sa masse en kilogrammes, et vaut 9,8 fois cette masse.

1.4. Pression

La force n'agit pas toujours sur un point, mais peut s'appliquer à une surface ; dans ce cas, elle est mesurée par unité de surface, c'est-à-dire en newtons par m^2 et se nomme **pression**. Cette unité se nomme le pascal (Pa), 1 Pa étant la pression exercée par une force de 1 N sur une surface plane de 1 m^2. La valeur de la pression p sur une surface S est donnée par :

$$p = \frac{F}{S} \tag{6}$$

L'air environnant exerce sur nous une pression, dite atmosphérique, d'environ 10^5 Pa (ou 1000 hectopascals, comme disent les météorologues). Une variation de cette pression (accroissement brusque quand deux trains se croisent, ou décroissance progressive lorsque l'on prend de l'altitude) est responsable de la désagréable sensation d'oreilles bouchées (cf. chap. VIII).

1.5. Travail et énergie

Le **travail**, symbolisé W, d'une force F est le déplacement de son point d'application sur une distance L. Il est égal à :

$$W = F \cdot L \tag{7}$$

Il ressort de cette formule que le travail se mesure en newtons/m, ou joules. Un joule (J) est le travail d'une force de 1 N déplaçant son point d'application de 1 m. Soulever un objet de 1 kg à une hauteur de 2 mètres au-dessus du sol demande une force de 9,8 N et suppose donc un travail de 19,6 J.

Si une force s'exerce sans produire de mouvement, à cause d'une autre force égale agissant en sens inverse, elle ne produit pas de travail. Tout travail dépense de l'**énergie**, qui doit être fournie quand un système accomplit une tâche quelconque. L'une des lois fondamentales de la physique, le principe de conservation de l'énergie, pose que celle-ci ne peut être ni créée ni détruite, mais seulement changée d'une forme en une autre. De ces différentes formes, c'est surtout l'énergie

[1] Deuxième des trois lois formulées par Isaac Newton.

[2] « Loi de l'action et de la réaction », troisième loi de Newton.

[3] Première loi de Newton, dite « Loi d'inertie ».

mécanique qui intéresse l'acoustique musicale. Elle apparaît sous deux aspects : l'énergie potentielle et l'énergie cinétique. Un système possède la première de par sa configuration, et la seconde par son mouvement.

Élever un objet de 1 kg à 2 m au-dessus du sol, comme précédemment, permettrait à cet objet d'exercer une force de 9,8 N et d'accomplir une quantité de travail égale à 19,8 J : son élévation a communiqué à cet objet une énergie potentielle. Si nous imprimons maintenant à cette masse une accélération, avec une force de 9,8 N sur une distance de 2 m, son mouvement lui permettrait d'accomplir un travail de 19,8 J : cette masse est dotée d'une énergie cinétique.

Les deux formes d'énergie sont interchangeables. Lever un objet lui confère une énergie potentielle ; le lâcher transforme cette énergie potentielle en une quantité égale d'énergie cinétique. Dans notre exemple, l'énergie totale, potentielle plus cinétique, demeure égale à 19,8 J.

1.6. Puissance

Un dernier paramètre doit encore être introduit pour qualifier le travail : c'est le temps nécessaire à sa réalisation. Un travail effectué en 5 s ou 10 s reste identique et vaut par exemple 20 J, mais ne suppose pas la même **puissance**. La puissance W d'un système est égale au travail T effectué dans le temps t, soit :

$$W = \frac{T}{t} \tag{8}$$

La puissance se mesure en joules/secondes, ou watts (symbolisés w). Une dépense d'énergie de 1 joule pendant 1 seconde correspond à une puissance de 1 watt.

2. Notion d'oscillation

2.1. Définition

D'une façon générale, une onde est produite par l'ébranlement élastique des molécules du milieu dans lequel elle se propage. Un milieu est dit élastique s'il oppose sa force de cohésion aux forces qui tendent le déformer, et s'il reprend sa forme initiale après une perturbation, comme s'il ne s'était rien passé.

L'air est un milieu élastique, et sa force de cohésion peut être mise en évidence par la résistance qu'il oppose à sa compression, par exemple dans une pompe à bicyclette. Les molécules d'air sont en équilibre, à la valeur de la pression atmosphérique, et tout ébranlement provoque des mouvements oscillatoires de celles-ci autour de ce point d'équilibre. Le son est une variation de la pression aérienne.

Ces ébranlements peuvent être décrits, analysés mathématiquement et représentés graphiquement comme tous les mouvements que nous avons rencontrés au chapitre précédent, et les oscillations des molécules sont assimilables au mouvement sinusoïdal dans sa deuxième représentation (cf. chap. I § 1.1.2). Tout ce que nous savons des mouvements simples et complexes peut désormais se traduire en termes de son.

2.2. L'oscillateur harmonique

Avant d'entreprendre l'étude des oscillations susceptibles de produire des sons, il est utile d'expliquer leur principe fondamental.

Considérons un ressort, fixé par son extrémité supérieure à un point rigide, et accrochons une masse m à son extrémité libre (fig. 14). La longueur de l'ensemble poids et ressort au repos correspond à L. Tirons la masse m vers le bas, en exerçant une force F_1 pour réaliser un allongement ΔL, et maintenons-la dans cette position : la masse est immobile, un équilibre est réalisé puisque la force F_1 est compensée par la force F_2 de rappel élastique du ressort : le système est chargé en énergie potentielle. Si nous relâchons la masse, F_1 disparaît immédiatement et F_2 n'est plus contrebalancée. Puisque l'étirement du ressort est proportionnel à la force F_1, la force de

rappel F_2 est proportionnelle au déplacement de la masse m par rapport à sa position d'équilibre ; la masse subit une accélération, est rappelée vers le haut, passe par sa position d'équilibre, où F_2 est nulle, puis la dépasse du fait de son inertie : à ce moment, la force F_2 réapparaît mais en direction contraire ; la vitesse de la masse diminue jusqu'à être nulle arrivée au bout de sa course, en un point où F_2 est maximum ; la masse repart en sens inverse, et ainsi de suite.

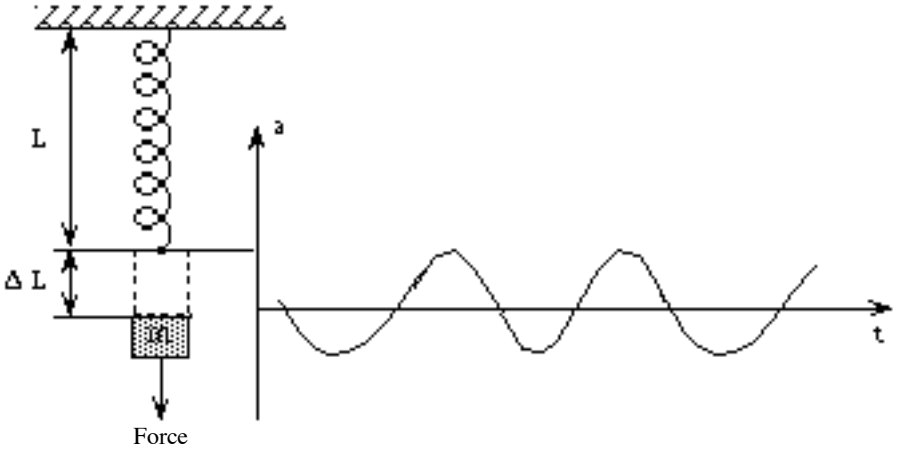

Fig. 14 : l'oscillateur harmonique

Nous pouvons représenter par un graphique le rapport existant entre la vitesse de la masse et son parcours c'est-à-dire l'élongation du ressort (fig. 15) :

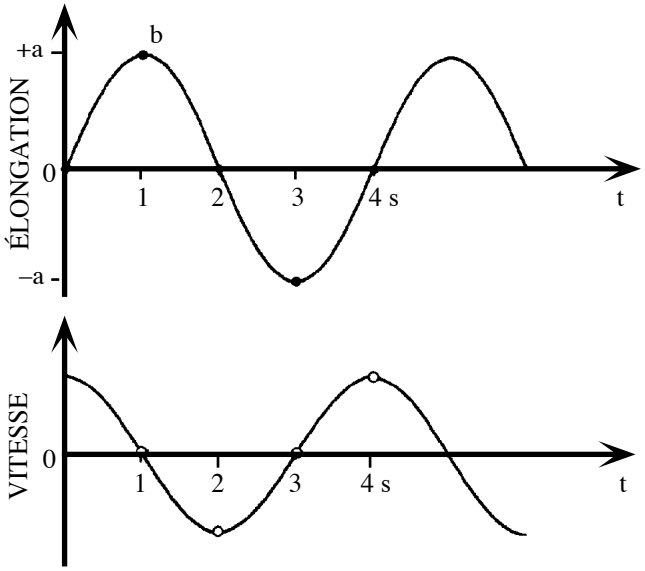

Fig. 15 : élongation et vitesse

La période du mouvement valant 4 secondes, le point d'amplitude maximum est atteint au bout de 1/4 de cycle, soit 1 s. À ce moment, la vitesse est nulle, comme l'indique la deuxième courbe ; quand la masse m repasse par sa position d'équilibre en coupant l'axe des abscisses au bout de 2 s (une demi-période), la vitesse est maximum, mais négative si nous supposons positif le sens de l'étirement. Les deux courbes sont identiques, mais décalées l'une par rapport à l'autre de 1/4 de période, c'est-à-dire en quadrature de phase.

Comme le montrent les courbes de la figure 15, le mouvement de la masse m serait parfaitement sinusoïdal — et donc perpétuel — si des forces de frottements n'existaient pas. C'est pourquoi un tel dispositif est appelé oscillateur harmonique : oscillant sur place autour de sa position d'équilibre

(ou de repos), il n'a qu'une seule direction de part et d'autre de celle-ci : ce mouvement n'a qu'un degré de liberté. L'énergie communiquée au départ serait intégralement conservée, variant perpétuellement de la forme potentielle, lorsque le ressort est étiré, à la forme cinétique, quand la masse passe par sa position d'équilibre et que sa vitesse est maximum. À tous moments, par conséquent, la somme des deux types d'énergie est constante.

La force de rappel d'un ressort, nous l'avons dit, est proportionnelle à l'allongement, mais aussi à la raideur (inverse de l'élasticité) de ce ressort. Cette force F est de la forme :

$$F = kx \tag{9}$$

où k est la raideur en $N \cdot m^{-1}$, et x l'allongement en m.

Quand le ressort est étiré, une certaine quantité d'énergie potentielle W (en joules) lui est communiquée. Puisqu'une force F va s'exercer de 0 (point de départ) jusqu'à la valeur kx (équ. 9), sa valeur moyenne est 1/2 kx ; pour effectuer ce travail, la force s'applique sur la distance (équ. 7), de sorte nous aurons la relation bien connue :

$$W = \frac{1}{2} kx^2 \tag{10}$$

On notera que l'énergie est positive quel que soit le sens de x (aller ou retour), puisque la distance est élevée au carré.

La fréquence d'un tel mouvement dépend de son inertie, donc de la masse m (en kg), et de sa raideur k :

$$N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{11}$$

Cette équation indique notamment que la longueur du ressort ne joue aucun rôle pour la fréquence, et que pour doubler celle-ci, il faut diviser la masse par 4 ou multiplier par le même facteur la raideur du ressort.

2.3. Différents types d'oscillations

En dehors du cas théorique expliqué ci-dessus, il existe d'autres types d'oscillations, déterminés par la nature du système vibrant et la manière dont est appliquée la force d'ébranlement. Nous en étudierons quatre formes principales, qui correspondent aux situations les plus fréquemment rencontrées en musique.

2.3.1. Oscillations entretenues

La force d'entraînement s'exerce de façon constante et continue, compensant à chaque instant les pertes d'énergie dues aux frottements.

Les frottements existent toujours, mais sont plus ou moins importants selon les milieux, les corps, ou les systèmes vibrants ; une colonne d'air dans un tuyau est soumise à peu de frottements et conserve bien son énergie ; une corde vibrante, en revanche, la dissipe beaucoup plus vite à cause des contraintes aux points d'attache (sillet, chevalet, cordier), et de sa propre rigidité (frottements des molécules au sein de la corde elle-même).

Grâce à un apport constant d'énergie extérieure, ces mouvements sont donc semblables, pour leur forme, aux oscillations sans frottements du ressort évoqué plus haut.

Ils engendrent des sons périodiques, donc des spectres harmoniques ; mais contrairement à ceux de l'oscillateur harmonique, ils sont complexes (parce que présentant plusieurs degrés de liberté, comme nous le verrons plus loin). Musicalement, c'est le cas des instruments à vent ou à cordes frottées.

2.3.2. Oscillations amorties

La force d'entraînement n'est plus continue, mais s'exerce sous forme de chocs ou d'impulsions ; la durée de l'excitation peut être très brève, et toute l'énergie potentielle communiquée en une seule fois au corps vibrant, qui met un certain temps à la dissiper. Cette diminution progressive de l'énergie vibratoire s'appelle amortissement ; l'amplitude diminue, mais la fréquence N reste approximativement constante (fig. 16) :

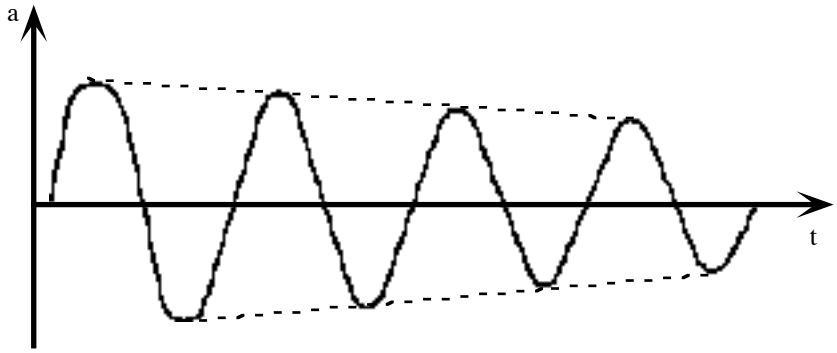

Fig. 16 : l'amortissement

Les spectres engendrés par de telles oscillations ne sont pas périodiques, les cycles successifs n'étant pas identiques à eux-mêmes ; les sons correspondants ne sont donc pas harmoniques, et la fréquence ne demeure pas rigoureusement constante sur le plan théorique. C'est le cas des instruments à cordes pincées ou frappées, et des percussions. Mais sur le plan perceptif, surtout si l'amortissement est long, la hauteur ne semble pas varier.

Puisque la courbe de la figure 16 n'est pas périodique, elle est complexe et peut se décomposer en partiels, c'est-à-dire en sinusoïdes non amorties et non multiples entiers du mouvement principal. C'est ce que montre la figure 17 : la courbe amortie N_r est la résultante de la somme des amplitudes des courbes n_1, n_2 et n_3. D'une façon générale, toute altération de la forme d'une sinusoïde implique la présence d'autres sinusoïdes. Cela signifie qu'en théorie, un son amorti ne devrait jamais cesser, puisque son intensité, constamment divisée en valeurs plus petites, ne sera jamais égale à zéro. Mais dans le monde réel, les frottements auront tôt ou tard raison de la rigueur mathématique…

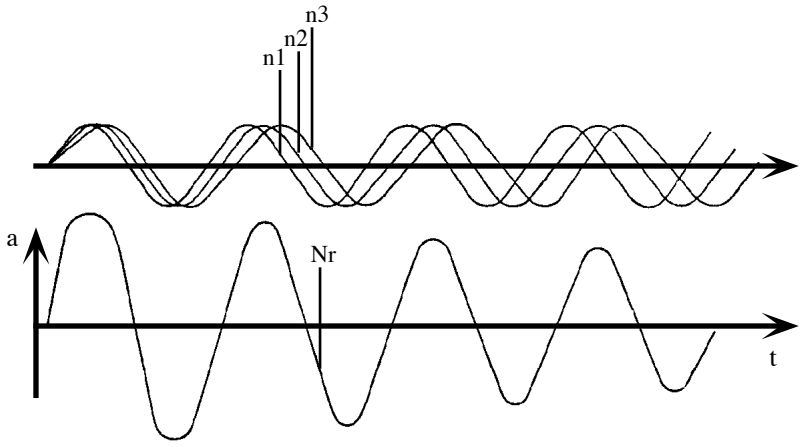

Fig. 17 : décomposition d'un mouvement amorti

2.3.3. Oscillations de relaxation

Exerçons une traction sur un élastique fixé à l'une de ses extrémités sur une table, et relâchons-le brusquement : l'ensemble du mouvement constitue un cycle complet, dans lequel la force

d'entraînement s'applique sur la première moitié uniquement, laissant le système libre dans sa seconde moitié ; la vitesse de l'aller dépend de l'excitation, alors que l'élasticité du système détermine la vitesse du retour.

Décrivons l'évolution du mouvement avec, comme d'habitude, le temps en abscisse et l'amplitude en ordonnée (fig. 18). Cette forme asymétrique nous est déjà familière, c'est la courbe en dents de scie, qui trouve ici son explication mécanique.

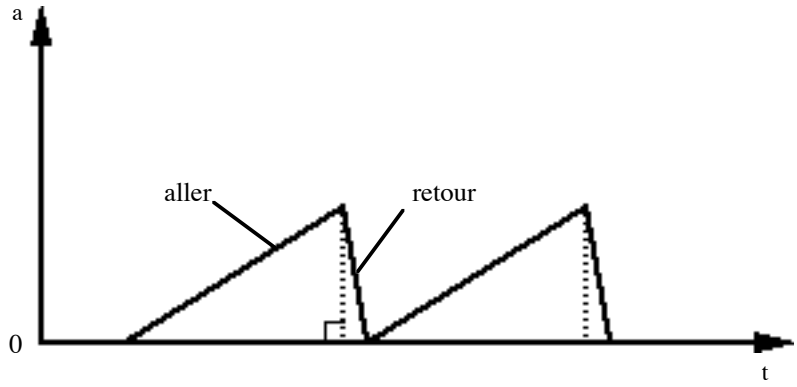

Fig. 18 : oscillation de relaxation

Si la deuxième demi-période était parfaitement verticale (trait pointillé), le mouvement équivaudrait à l'addition de l'infinité des harmoniques de tous rangs, ce qui est physiquement impossible, puisqu'alors un même point matériel devrait se trouver simultanément partout sur le trajet du retour. Cependant plus le retour est rapide, plus le son est riche en harmoniques. Les instruments à anches membraneuses, comme les cuivres, et les instruments à cordes frottées délivrent de telles oscillations.

Le fonctionnement du système archet-corde permet de bien comprendre l'engendrement de telles oscillations. Tout d'abord, il faut savoir que la colophane, dont on enduit le crin de l'archet, possède la double propriété de favoriser l'adhérence de la mèche quand sa vitesse relative par rapport à la corde est petite, et au contraire de favoriser le glissement quand la vitesse relative est grande. Au début d'un cycle, l'archet, posé sur la corde, entraîne facilement celle-ci puisque la vitesse relative est petite ; mais les forces de rappel élastique de la corde deviennent rapidement supérieures à la force d'entraînement de l'archet ; la corde « décroche », et part brusquement en sens inverse, d'autant plus aisément que sa vitesse par rapport à l'archet devient très grande et que la colophane joue à présent son rôle de lubrifiant. De par son élasticité et son inertie, la corde dépasse sa position de repos, atteint son maximum d'amplitude et s'immobilise avant de repartir en sens inverse, rappelée à la fois par son élasticité et par l'archet ; puisqu'allant de nouveau dans le même sens, la vitesse relative archet-corde redevient petite, donc l'adhérence maximum, et le mouvement recommence. Le cycle de la corde se compose donc d'un aller lent sous le contrôle de l'archet, et d'un retour rapide dû aux propriétés de la corde. Le nombre de fois par seconde que se produit ce mouvement détermine la hauteur du son. La corde transmet cette oscillation de relaxation au chevalet, qui le transmet à la table d'harmonie, qui le transmet aux molécules d'air, et c'est la génération d'une onde, comme nous le verrons plus loin.

2.3.4. Oscillations rectangulaires

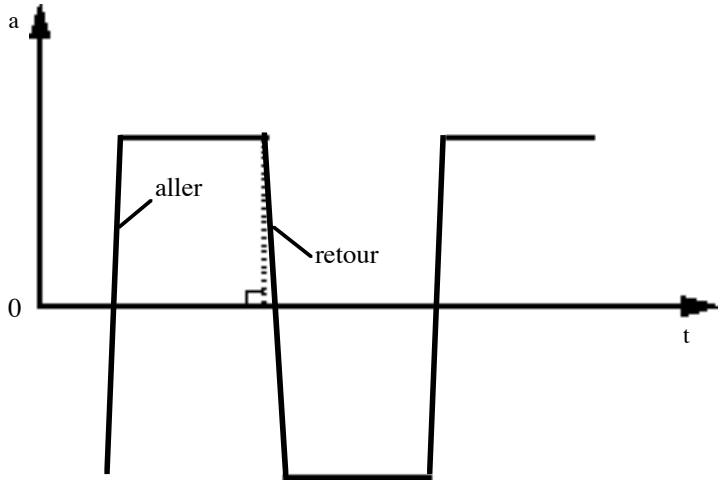

Fig. 19 : signal rectangulaire

Ici, l'entraînement s'exerce sur les deux moitiés du cycle, à l'aller et au retour, mais le mouvement marque un temps d'arrêt non négligeable entre les phases de montée et de descente. Nous reconnaissons le signal rectangulaire (Fig. 19).

C'est le mouvement caractéristique du piston dans un cylindre, créant des compressions suivies de décompressions brusques, séparées par des temps de repos plus ou moins longs. Cette forme est principalement produite par les instruments à anche battante comme la clarinette. Plus les allers et retours se rapprochent de la verticale, plus le son est riche en harmoniques de rangs impairs. L'électronique sait produire des signaux rectangulaires presque parfaits, pour des besoins de mesure.

L'anche de la clarinette effectue des allers et retours rapides, mais les durées d'ouverture et de fermeture du bec sont relativement longues ; il s'agit bien d'oscillations rectangulaires, et c'est la forme directement transmise par l'anche aux molécules d'air pour créer une onde. Si l'anche possède une bonne élasticité, les allers et retours sont très rapides, et donc le son plus riche ; si au contraire l'anche est « molle », la forme du mouvement se rapproche de la sinusoïde et le spectre s'appauvrit en harmoniques.

CHAPITRE III

LA GENERATION DES ONDES

1. La notion d'onde

Jusqu'à présent, nous avons assimilé le son à des oscillations de différentes formes ; ces oscillations se propagent, en utilisant le support matériel du milieu dans lequel elles naissent : tous les phénomènes sonores, musique, bruit, parole, sont donc de nature ondulatoire. Nous allons montrer maintenant, au moyen de plusieurs exemples, ce qu'est une onde et comment elle se comporte dans l'espace.

1.1. Onde dans un ressort

Soit un ensemble de six petites masses identiques, numérotées de 1 à 6, reliées ensemble par cinq ressorts (fig. 20). Si l'on frappe le poids 1, celui-ci va se déplacer et comprimer les spires du ressort, qui vont à leur tour pousser le poids 2, puis le poids 3, et ainsi de suite. Après avoir été déplacé, chacun des poids est repoussé en sens inverse par les forces élastiques du ressort. Le mouvement a atteint l'extrémité opposée à la perturbation sans qu'aucune particule de matière ne fasse le trajet complet ; c'est l'énergie qui s'est déplacée, chaque poids ayant oscillé autour de sa position d'équilibre : une onde s'est propagée longitudinalement, le long du ressort.

Fig. 20 : onde dans un ressort (1)

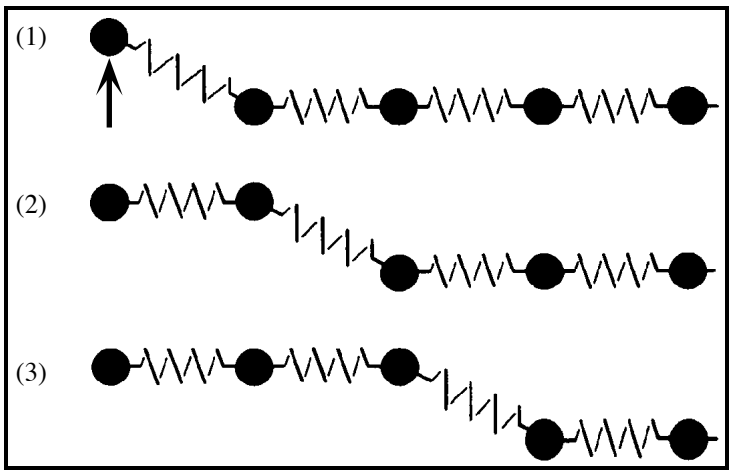

Fig. 21 : onde dans un ressort (2)

Avec un dispositif similaire, il est possible de créer une perturbation différente. Si nous déplaçons la première masse vers le haut (fig. 21 (1)), le ressort exerce une force latérale sur la deuxième masse (2), en la tirant à son tour de côté, la deuxième agit de même sur la troisième (3), et ainsi de suite. L'onde progresse toujours d'un bout à l'autre du ressort, mais cette fois les masses se sont déplacées transversalement au sens de propagation.

1.2. Une pierre dans l'eau

Une pierre jetée dans l'eau en frappe la surface et entraîne vers le fond des molécules[1] d'eau ; arrive un moment où celles-ci, rappelées par leurs forces de cohésion, remontent vers la surface, qu'elles dépassent en raison de leur inertie, puis redescendent, remontent, et ainsi de suite jusqu'à ce qu'elles n'aient plus assez d'énergie pour se déplacer.

Ces molécules d'eau ont entraîné avec elles leurs voisines, qui elles-mêmes en ont entraîné d'autres, de sorte que le mouvement s'est transmis latéralement. Toutefois, deux remarques s'imposent :

a) au fur et à mesure que l'on s'éloigne latéralement de la perturbation originelle, l'amplitude des oscillations diminue : la transmission latérale dissipe de l'énergie, le mouvement s'amortit ;

b) chaque molécule met un certain temps à transmettre son énergie à sa voisine, créant un décalage de phase progressif entre les mouvements : certaines molécules remontent déjà quand d'autres commencent seulement à descendre (opposition de phase), d'autres sont en phase avec les premières, mais avec une ou plusieurs périodes de retard.

Si infime soit-il, le temps de transmission d'une molécule à l'autre existe et permet d'expliquer pourquoi, après une perturbation, toute la surface de l'eau ne monte pas d'un bloc, mais au contraire « fait des vagues ». C'est ce que montre le dispositif de la figure 22 : toutes les molécules d'eau oscillent verticalement, selon un mouvement pendulaire, et les vagues sont dues aux décalages de phase.

[1] Les termes « molécule » ou « particule » ne sont pas pris ici dans leur sens propre, mais désignent une infime quantité du milieu considéré.

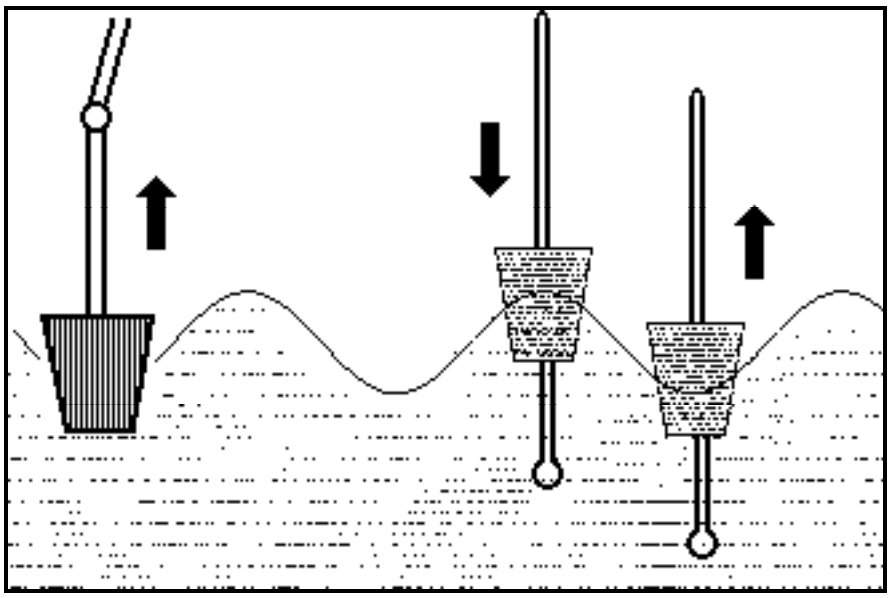

Fig. 22 : décalages de phase

Il n'y a aucune translation à distance d'éléments matériels, mais propagation de proche en proche d'oscillations locales des molécules autour de leur position d'équilibre, engendrant une onde se mouvant horizontalement. Par conséquent, comme dans le deuxième exemple du ressort, aucune molécule ne se déplace dans le sens de l'onde.

1.3. Cas du tuyau

Imaginons un long tuyau rempli d'air, et un piston coulissant à l'une de ses extrémités (fig. 23). L'air possède une masse (le vent est capable de déplacer des objets), donc une inertie. Si le piston pénètre brusquement dans le tuyau, l'air n'est pas chassé, mais comprimé, en raison de son inertie, au voisinage du piston ; puis cette force de compression se transmet aux « tranches » d'air voisines, jusqu'à l'extrémité opposée. L'onde s'est propagée dans le tuyau, et les molécules d'air ont oscillé sur place autour de leur position d'équilibre (pour l'air, la pression atmosphérique), sans se déplacer à distance.

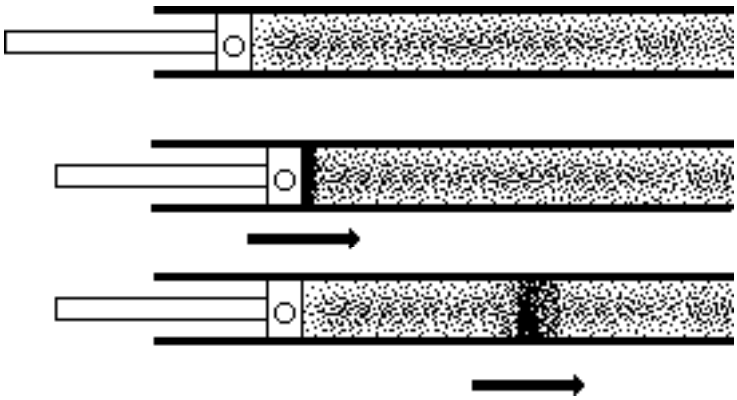

Fig. 23 : onde dans un tuyau

Une compression en un point du tuyau signifie que les molécules d'air sont plus nombreuses à cet endroit ; si maintenant, au lieu d'avancer, le piston recule brusquement, il provoque une raréfaction des molécules, qui tirent alors leurs voisines au lieu de les pousser, exactement comme si elles étaient reliées entre elles par de petits ressorts. Une oscillation rapide du piston engendre par conséquent une suite de compressions et de décompressions qui se propagent dans le tuyau. Sur le ressort de la figure 20, l'écart entre les spires varie, pour une même unité de longueur, en fonction

de l'état de compression ou de décompression du système ; cela est également vrai pour les molécules d'air et visible dans le tuyau de la figure 23. La similitude est donc parfaite entre les masses du ressort et la colonne d'air.

2. Célérité du son

La propagation d'une onde est fonction de la nature du milieu dans lequel elle se propage et de ses variables, température et humidité principalement. N'importe quel milieu peut a priori servir de support : gaz, liquide, solide, cela dépend essentiellement de son élasticité. Cependant le son, différent en cela de la lumière et des ondes électromagnétiques, ne se propage pas dans le vide, ce qui n'est pas surprenant puisqu'il utilise des particules de matière comme vecteur.

La **célérité** c, mesurée en mètres par secondes ($m \cdot s^{-1}$), est la rapidité avec laquelle se déplace une onde. On préfère utiliser le terme de célérité plutôt que celui de vitesse, qui impliquerait un déplacement de matière, ce qui n'est pas le cas pour les ondes sonores, comme nous venons de le voir.

La célérité ne dépend pas de la source émettrice, et notamment pas :

•de son amplitude : des sons *ppp* ou *fff* ont la même célérité ; cette loi, cependant, ne s'applique qu'aux oscillations suffisamment petites, inférieures à la distance entre les particules du milieu. Échappent donc à cette règle les sons violents d'explosion, déflagration et autres, et d'une façon générale, les amplitudes qui déforment le milieu d'une manière irréversible ou dépassent ses propriétés élastiques. Mais aucun son normalement produit par un instrument de musique n'est ici concerné.

•de sa fréquence : une note grave a même célérité qu'une note aiguë[1] ; il ne faut donc pas confondre (ou assimiler) la vitesse d'une vibration (lente pour les sons graves, rapide pour les aigus) et la célérité de l'onde correspondante, qui reste la même.

•de sa nature, de son timbre, ni de la forme de l'onde.

Elle dépend uniquement du milieu de propagation, c'est-à-dire, sur un plan physique, des temps d'échange entre énergie potentielle et énergie cinétique, donc de son élasticité (inverse de la raideur), et de sa masse. Dans le cas du ressort de la figure 20, dans lequel la propagation est longitudinale, nous avons :

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \tag{12}$$

où ρ (lettre grecque *rhô*) est la densité linéique, c'est-à-dire la masse par unité de longueur (exprimée en kilogrammes par mètres), et E le module d'élasticité, dit « module d'Young ». Mais attention à l'interprétation de cette valeur : E est la force en newtons qu'il faut appliquer à une barre pour l'allonger d'une certaine longueur : plus la barre est rigide, plus grande doit être la force, et donc plus élevé le module d'Young. Le module d'élasticité d'un corps est de ce fait inversement proportionnel à son élasticité. Plus la densité d'un matériau est grande par rapport à son élasticité, plus la célérité y est élevée. C'est pourquoi le son est beaucoup plus rapide dans les solides que dans les gaz, l'air notamment.

Dans une perturbation transversale (fig. 21), cas important puisque nous verrons plus loin qu'il concerne les cordes vibrantes, la célérité dépend de la tension τ (lettre grecque *tau*) du système et de sa densité linéique :

$$c = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \tag{13}$$

Pour les milieux continus, les fluides comme l'air, la thermodynamique montre que les conditions d'« élasticité » sont déterminées par le produit γp, γétant une constante dépendant du gaz[1] qui vaut $\sqrt{2}$, soit 1,41 pour l'air, et p la pression ambiante. L'expression devient donc :

[1] Contrairement à ce que croyaient les Grecs, notamment Platon (cf. *Timée*).

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \tag{14}$$

Ainsi, par exemple, à 0 °C et à la pression atmosphérique normale de $1{,}013 \cdot 10^5$ Pa, la densité volumique de l'air est de 1,29 kg/m^3. La célérité du son vaut donc :

$$c = \sqrt{\frac{1{,}4 \times 1{,}013 \times 10^5}{1{,}29}} = 331{,}5 m \cdot s^{-1}$$

Dans la formule 14, les termes p et r dépendant de la température absolue T en degrés Kelvin, c'est-à-dire de la température θ (lettre grecque *thêta*) ambiante en degrés Celsius + 273,15. Il en ressort une formule simplifiée permettant de calculer avec une approximation correcte la célérité du son dans l'air, connaissant la température :

☞
$$c = 20\sqrt{T} \tag{15}$$

Pour une température de 25°C, la célérité serait :

$$20 \times \sqrt{273{,}15 + 25} = 345 m \cdot s^{-1}$$

Dans les cas où une plus grande précision s'avérerait nécessaire, il faut utiliser la formule suivante :

☞
$$c = c_0 \sqrt{1 - \frac{\theta}{\theta_{k_0}}} \tag{16}$$

avec :
c_0 : célérité du gaz à 0 °C
θ : température du gaz
θ_{k0} : 0° Kelvin (–273, 15 C°)
ce qui donne dans l'air :

$$c = 331{,}5 \sqrt{1 - \frac{\theta}{-273{,}5{,}15}}$$

La formule 14 pourrait laisser croire que la célérité d'une onde dépend de la pression *p*. Mais quand la pression d'un gaz augmente, pour une température constante, la densité augmente dans la même proportion, de sorte que le quotient p/ρ demeure inchangé. En revanche, nous avons pu constater que la célérité augmente avec la température ; ce fait est d'une importance capitale pour la justesse de tous les instruments à vent, puisque nous verrons que la fréquence d'un tuyau est précisément proportionnelle à la célérité du son.

Voici la valeur de la célérité mesurée dans quelques milieux usuels :

eau :	1450 m·s^{-1}	épicéa :	4500 m·s^{-1}
béton :	1500 m·s^{-1}	acier :	5100 m·s^{-1}

Dans l'air, en tenant compte de l'état thermodynamique du milieu, les valeurs calculées sont les suivantes :

331,5 m·s^{-1}	337 m·s^{-1}	340 m·s^{-1}	343 m·s^{-1}	353 m·s^{-1}
0°	10°	15°	20°	37°

La célérité augmente également avec l'humidité, jusqu'à 2 m/s par rapport à l'air sec, ce qui n'est pas négligeable, dans le cas des tuyaux d'orgue notamment.

---

[1] γ est en réalité le rapport des chaleurs spécifiques principales.

La célérité du son est bien moins grande que celle de la lumière, qui parcourt approximativement 300 000 km en une seconde. C'est ce qui explique pourquoi, pendant l'orage, on voit l'éclair avant d'entendre le tonnerre. Déjà, au début du XVII^{e} siècle, Mersenne s'était servi de ce décalage pour mesurer la célérité du son dans l'air en chronométrant l'intervalle de temps séparant l'éclair de la détonation d'un coup de fusil dont il connaissait la distance. En 1738, l'expérience fut recommencée par Cassini, l'abbé La Caille et Maraldi, mais cette fois avec un canon tiré à Montmartre et observé à Montlhéry : le son mit 68 secondes à parcourir le trajet (environ 23 km), sa célérité fut estimée à 173 toises par seconde (337 m·s^{-1}). Arago reprit l'expérience à son tour en 1822, avec des coups tirés entre Villejuif et Montlhéry. Résultat : 330,6 m·s^{-1} à 0 °C.
Entre-temps, en 1808, J.-B. Biot utilisa une canalisation cylindrique des aqueducs de Paris longue de 951 m et une cloche pour obtenir une valeur plus précise. Il fit également jouer des airs de musique pour savoir si au bout du tuyau la mélodie était respectée, et si les aigus allaient aussi vite que les graves…
Certaines expériences furent plus héroïques encore : Colladon et Sturm, en 1841, mesurèrent la célérité du son sous l'eau du lac de Genève, entre Rolle et Thonon (14 km, 140 m de profondeur moyenne) à l'aide d'une cloche immergée de 65 kg et d'une charge de poudre de 125 grammes. Ils trouvèrent une célérité de 1 435 m·s^{-1}.

3. La longueur d'onde

3.1. Mesure de la longueur d'onde

La longueur d'onde λ (lettre grecque *lambda*) est la distance parcourue par l'onde en une période T : elle s'exprime en mètres. Cette distance est donc celle qui sépare deux maxima d'amplitude, deux zones de compression maximum, ou n'importe quels points homologues de la courbe de l'onde (fig. 24) :

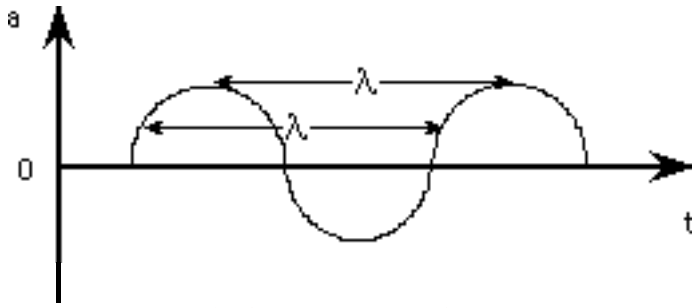

Fig. 24 : la longueur d'onde

D'une façon générale, une distance L parcourue est égale au produit de la vitesse v par la durée t du parcours, soit D = vt. Il en va de même pour une onde, ce qui donne :

☞
$$\lambda = cT \tag{17}$$

et comme la période T est l'inverse de la fréquence N :

☞
$$\lambda = \frac{c}{N} \tag{18}$$

Cette relation simple permet de trouver un paramètre si l'on connaît les deux autres :

$$N = \frac{c}{\lambda} \text{ et } c = \lambda N = \frac{\lambda}{T}$$

Un diapason donnant le *la*$_3$ (à 15 °C) possède une longueur d'onde de 0,77 m ; cela signifie qu'il émet dans l'espace environnant des compressions successives espacées de cette distance.

On voit immédiatement (équ. 18) que la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence : les sons aigus mesurent quelques centimètres de longueur d'onde (à 15 000 Hz, λ = 0,03 m), les graves plusieurs mètres (à 20 Hz, λ = 17 m). D'autre part, comme la fréquence

reste constante au cours de la propagation, si l'onde traverse des milieux différents (comme c'est généralement le cas), sa célérité change et sa longueur varie en conséquence. Il faut tenir compte de ces modifications en acoustique architecturale, et dans le choix des matériaux isolants pour l'insonorisation.

3.2. L'effet Doppler

L'effet Doppler est un phénomène très courant dans notre environnement, même s'il n'a que peu d'incidence sur la pratique musicale. Si un mobile, doté d'une vitesse relative suffisante par rapport à un observateur, émet un son, celui-ci change de hauteur pour l'observateur. Par exemple, un piéton entendant passer une sirène d'automobile roulant suffisamment vite entend la sirène d'abord plus aiguë quand le véhicule s'approche, puis plus grave après son passage, lorsqu'il s'éloigne. L'effet se produit également dans la situation inverse, si la source sonore est fixe et l'observateur en mouvement, par exemple un voyageur dans un train entendant la sonnerie d'un passage à niveau.

La variation de la fréquence entendue dépend de la vitesse relative source/auditeur. Si une source émet un son de 100 Hz en s'approchant à la vitesse de 10 m/s, la longueur d'onde diminue d'autant, d'où un accroissement correspondant de la fréquence : à la célérité normale s'additionne la vitesse V du mobile, soit :

$$N = \frac{340 + 10}{3,4} = 103 \text{ Hz}$$

Phénomène symétrique pour l'éloignement, la longueur d'onde est augmentée — donc la hauteur baissée — par la diminution de la célérité relative.

4. Forme des ondes

Selon leur mode d'engendrement et leur milieu de propagation, les ondes sonores se présentent sous différentes formes.

4.1. Ondes longitudinales

Les ondes longitudinales se propagent dans le même sens que les oscillations des molécules qui leur donnent naissance. Deux des exemples que nous avons déjà rencontrés répondent à cette définition : dans le cas du ressort (fig. 20), les poids oscillent dans le sens de la longueur, tout comme les molécules d'air du tuyau de la figure 23.

On appelle **front d'onde** l'extrémité du rayonnement sonore émis par sa source. Cette surface vibrante est une ligne droite pour une onde se propageant dans un tuyau cylindrique, et une ligne courbe pour un tuyau conique. Le **train d'ondes** est constitué de l'ensemble des compressions et raréfactions qui déforment le milieu.

L'onde, ainsi canalisée en une seule dimension, conserve parfaitement bien son énergie, comme en témoignent les nombreux usages du tuyau acoustique : autrefois les cornets auditifs pour les sourds ou, dans les demeures bourgeoises, un « téléphone » constitué de longs tubes de caoutchouc circulant entre les étages et permettant de communiquer grâce à un entonnoir terminal ; aujourd'hui le stéthoscope du médecin repose toujours sur le même principe. C'est enfin l'une des raisons pour lesquelles les instruments à vent sont moins nombreux, au sein de l'orchestre symphonique, que les instruments à cordes, qui présentent un moindre rendement.

4.2. Ondes transversales

Contrairement aux précédentes, ces ondes se propagent perpendiculairement (ou transversalement) aux oscillations des molécules. Le ressort de la figure 21 et la pierre jetée dans l'eau donnent naissance à une telle onde : à un mouvement vertical des particules d'eau correspond une propagation ondulatoire horizontale, parallèle à la surface ; dans le ressort, aucune masse n'effectue d'oscillation dans le sens longitudinal.

Les ondes transversales constituent une part importante de notre environnement sonore, puisqu'elles sont produites entre autres par les cordes vibrantes.

4.3. Ondes circulaires

Lorsqu'une onde se propage sur une surface (fig. 25), comme une membrane tendue, le front d'onde s'éloigne de la source S à la manière de cercles concentriques et la longueur d'onde est alors la distance qui sépare deux circonférences. Dans ce cas, l'onde est à deux dimensions (celles d'un plan) et non plus à une, comme dans les cordes et les tuyaux. Leur théorie est nettement plus difficile à établir, car leurs paramètres (tension, contraintes…) ne peuvent se réduire à des unités simples.

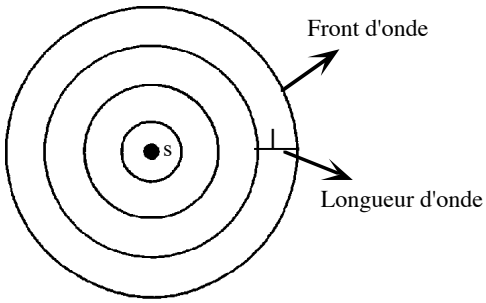

Fig. 25 : ondes circulaires

4.4. Ondes sphériques

Elles sont proches, dans leur principe, des ondes circulaires, mais se propagent dans un espace à trois dimensions ; c'est le cas des sons émis en champ libre. La perturbation est le centre d'une sphère, la propagation se fait dans toutes les directions, suivant le rayon de cette sphère, et le front d'onde, correspondant à la surface, est courbe.

Dans un tel cas, l'amortissement est très important : d'abord, l'énergie de la source est répartie sur une surface beaucoup grande que pour une pour une onde longitudinale ; ensuite, comme l'indique la formule de la surface de la sphère, $S = 4\pi r^2$, à chaque doublement du rayon, la surface est quadruplée ; r étant la distance que parcourt l'onde, son énergie se dissipe donc très vite (cf. chap. suivant). C'est du moins le cas pour une distance relativement proche de la source : mais lorsque la distance parcourue est importante[1], la surface de la sphère devient considérable, telle que son rayon de courbure peut être assimilé à une droite : l'onde devient plane, la distance n'intervient presque plus, et ne subsiste que l'amortissement dû au milieu de propagation.

[1] L'évaluation d'une « grande » ou d'une « petite » distance dépend en toute rigueur de la longueur de l'onde, plus précisément du rapport r/λ ou L/λ. Pour fixer les idées, disons qu'une distance d'une vingtaine de mètres est grande.

CHAPITRE IV

LA PROPAGATION DES ONDES

1. L'énergie des ondes sonores

Une source produisant un son continu doit fournir de l'énergie pour alimenter chaque compression de l'onde. Si ce n'est pas le cas, le mouvement s'amortit. L'énergie n'est pas seulement absorbée par les forces de frottements et de frictions : sa transformation en onde sonore, c'est-à-dire sa transmission à l'air environnant, en constitue la principale dépense. Le processus par lequel une source vibrante communique son énergie à un milieu s'appelle **rayonnement**.

Pour un instrument de musique, seule une fraction de la puissance fournie est transformée en ondes sonores ; cette partie, généralement très faible et presque toujours inférieure à 2 %, constitue le **rendement** de l'instrument.

Dans le cas d'une onde sphérique, la puissance se répartit en surfaces successives croissant avec le rayon. La mesure de cette puissance, relevée pour une unité de surface, est l'**intensité** de l'onde. Avec P la puissance en watts de la source et r le rayon de la sphère, c'est-à-dire la distance en mètres à la source, l'intensité I en w/m^2 est égale à :

$$I = \frac{P}{4\pi r^2} \qquad (19)$$

Si une trompette développe une puissance de 10^{-3} W à la sortie du pavillon, son intensité acoustique à 2 m de distance vaut :

$$I = \frac{10^{-3}}{4\pi(2)^2} = 1{,}99 \cdot 10^{-5}\ w/m^2$$

L'intensité sonore décroît donc avec le carré de la distance. La formule 19 n'est en toute rigueur valable que si l'onde se propage en champ libre, sans réflexions (cf. infra). Elle reste toutefois applicable pour les sources directionnelles, comme les instruments de musique, qui ne rayonnent pas leur énergie uniformément tout autour d'elles : la mesure de l'intensité est alors effectuée sur un plan perpendiculaire à l'axe de propagation.

En plus de cette atténuation, dite géométrique, il existe un autre facteur dû à la viscosité de l'air. On démontre que l'affaiblissement d'une onde est proportionnel à la distance parcourue et au carré de sa fréquence. Ceci explique que les aigus soient plus absorbés que les graves au cours de la propagation, la viscosité n'intervenant qu'à partir de 1 000 Hz environ. Cette diminution d'intensité n'intervient que sur de grandes distances, et n'est pas perceptible dans une salle de concert.

2. La réflexion

Les ondes ne se propagent que rarement en champ libre. Dans la réalité, il existe presque toujours des obstacles qui modifient leur comportement.

Lorsqu'une onde aérienne rencontre un obstacle, elle est renvoyée, réfléchie par cet obstacle. L'énergie se transmet de molécules en molécules oscillant sur place jusqu'à une dernière, en contact avec un obstacle rigide, qu'elle ne peut déplacer ; ne pouvant lui transmettre son énergie

potentielle, elle la redonne entièrement à la molécule qui la lui avait communiquée et l'énergie repart en sens inverse. C'est le phénomène de réflexion (fig. 26) :

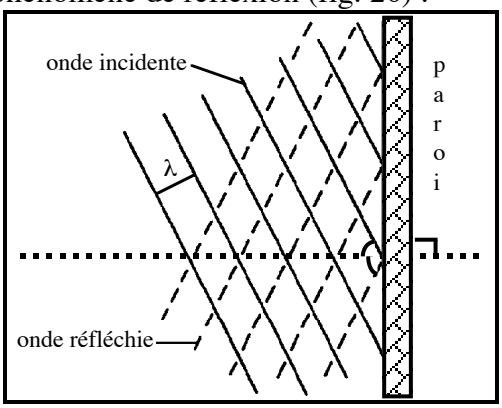

Fig. 26 : réflexion des ondes

On appelle **onde incidente** celle qui arrive sur l'obstacle (en traits pleins sur la figure), et **onde réfléchie**, celle qui est renvoyée en sens inverse (en tirets) ; $\hat{i}$ et $\hat{r}$ sont les angles formés par rapport à la perpendiculaire de l'obstacle (en pointillés). Comme pour la lumière, l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion, soit $\hat{i} = \hat{r}$. L'onde réfléchie est moins intense que l'onde incidente, pour cause d'absorption et de réfraction (cf. infra).

Selon la nature et la taille des obstacles, différents cas de réflexions peuvent se présenter.

2.1. Réverbération

2.1.1. Définition

Lorsqu'un auditeur écoute un musicien dans une salle de concert, il reçoit tout d'abord un son direct qui correspond au trajet le plus court, puis un deuxième front d'onde, après une première réflexion sur la paroi la plus proche, puis un troisième, un quatrième, etc., jusqu'à extinction de l'onde (fig. 27).

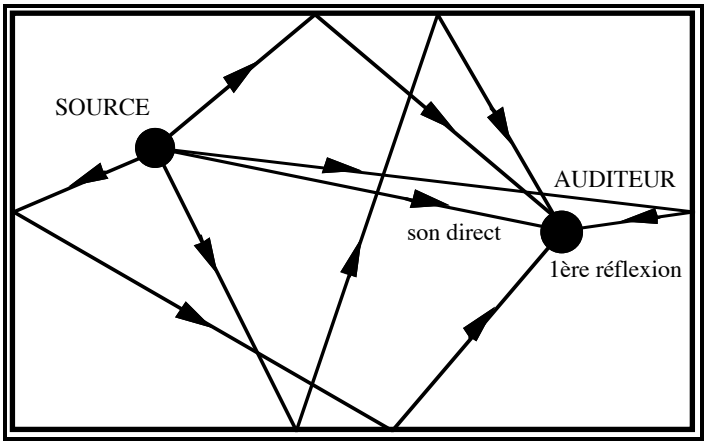

Fig. 27 : réflexions multiples

Ces arrivées successives sont si rapprochées les unes des autres que l'oreille ne peut les séparer : elles fusionnent, le son semble s'allonger temporellement, et la salle « résonne » comme cela se produit dans les églises, par exemple, dont les murs en pierre sont très réfléchissants. Cette fusion des multiples réflexions s'appelle **réverbération**.

La figure 28 explique le principe de la réverbération : la durée s'écoulant entre deux retours successifs est inférieure au pouvoir séparateur temporel de l'oreille.

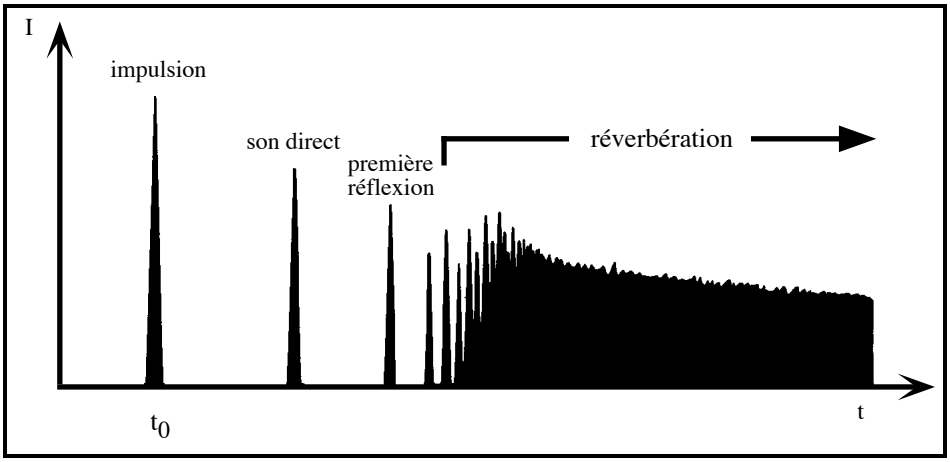

Fig. 28 : principe de la réverbération

2.1.2. Le temps de réverbération

Le **temps de réverbération** (TR) est l'une des caractéristiques les plus importantes d'une salle, et donc intéressant à connaître ; en voici la définition : *le temps en secondes mis par une impulsion de 1000 Hz à baisser de 60 dB*[1] *après interruption brusque* :

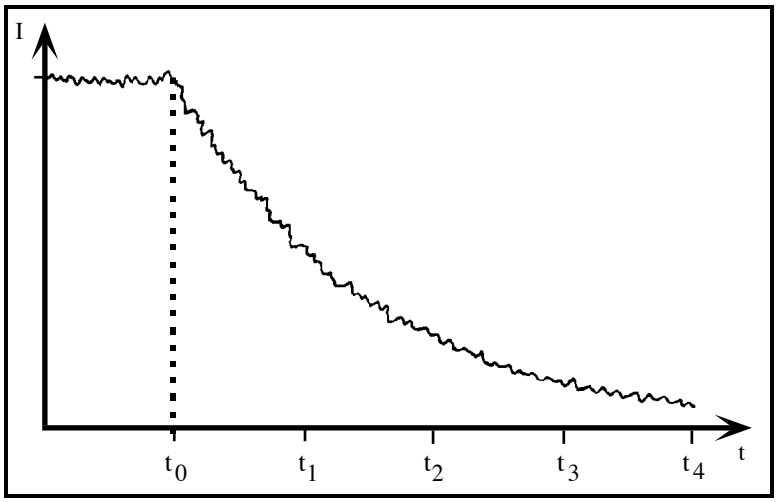

Fig. 29 : le temps de réverbération

La figure 29 représente la décroissance d'un son interrompu subitement à l'instant t_0, l'intensité étant ensuite mesurée à des intervalles de temps égaux : à t_1, elle a baissé de moitié par rapport à t_0, à t_2 de moitié par rapport à t_1, et ainsi de suite. Sur un plan mathématique, on constate que le son ne devrait jamais s'arrêter, puisqu'une quantité divisée par deux ne donne jamais zéro. En pratique, on considère une décroissance de 60 dB ; si la définition ci-dessus précise la fréquence de l'impulsion sonore, c'est parce que l'absorption des matériaux varie en fonction d'elle (cf. infra).

En résumé, le TR définit la durée avec laquelle un son décroît dans un lieu à partir de sa suppression. L'Américain Wallace Sabine, véritable fondateur, au début du siècle, de l'acoustique architecturale moderne[2], énonça trois lois fondamentales sur la réverbération :

1. Le taux de décroissance du son dans une salle est pratiquement le même en tous points ;
2. Le taux de décroissance d'un son dans une salle ne dépend pratiquement pas de la position de la source ;

---

[1] Le décibel (abrégé en dB) est une unité d'intensité (cf. chap. X).

[2] Voir le recueil des principaux articles de Sabine (1868-1919), *Collected Papers on Acoustics,* New York, [2]1964.

3. La position d'un matériau absorbant dans une salle n'influe pratiquement pas sur le taux de décroissance d'un son.

Mais surtout, après de nombreuses expériences effectuées entre 1920 et 1925 à l'Université de Harvard, Sabine mit au point sa célèbre formule permettant de calculer le temps de réverbération d'une salle :

$$TR = 0{,}161\frac{V}{S\alpha} \tag{20}$$

V est le volume en m^3 de la salle
S est la surface en m^2 des parois
α est le coefficient d'absorption moyen des parois (cf. § 3 infra).

Le TR est donc proportionnel au volume de la salle et inversement proportionnel au produit de la surface des parois par leur coefficient d'absorption. Si, comme c'est presque toujours le cas dans la réalité, les murs sont recouverts de matériaux différents, le pouvoir d'absorption total A est égal à la somme des pouvoirs d'absorption de chacun des murs, c'est-à-dire :

$$A = \sum \alpha_i S_i \tag{21}$$

où α_i est le coefficient d'absorption de la surface S_i.

L'inconvénient de la formule (21) de Sabine est d'obtenir un TR non nul pour un coefficient α égal à 1, c'est-à-dire pour une salle totalement absorbante. Les acousticiens préfèrent employer une autre formule, celle d'Eyring, dans les cas où l'absorption est importante :

$$TR = 0{,}161\frac{V}{-S \ln(1-\alpha)} \tag{22}$$

Cette expression remplace simplement α par $-\ln(1-\alpha)$ et n'a évidemment de sens que pour $\alpha < 1$. On peut encore perfectionner les calculs en prenant en compte davantage de paramètres, mais les formules ne donnent jamais rigoureusement les mêmes valeurs que celles obtenues au moyen de mesures. L'approximation reste toutefois largement suffisante dans de nombreuses situations.

Dans une salle de conférence, où importe avant tout l'intelligibilité de la parole, le TR sera de l'ordre de 1 s environ ; pour la musique, une telle salle serait jugée beaucoup trop « sèche », et un bon TR devrait être compris entre 2 et 3 s. Mais tout cela dépend essentiellement du lieu, de son architecture, du style de la musique, et, par exemple, le TR de la cathédrale Notre-Dame de Paris dépasse 8 s. Dans de telles conditions, un orateur voulant se faire comprendre doit adopter un débit extrêmement lent, afin de limiter la superposition non seulement de syllabes, mais de mots entiers de son discours.

Le temps de réverbération n'est pas le seul paramètre à influer sur la qualité d'une salle. Deux lieux A et B peuvent avoir des volumes très différents mais un TR identique : cela dépend entre autres du revêtement de leurs parois. Dans B, moins spacieux que A, la première réflexion parviendra plus vite à l'auditeur puisque le trajet est plus court : cette valeur, précisément appelée **délai de 1re réflexion** et exprimée en millisecondes, confère à l'écoute l'impression de volume, d'espace. De plus, dans une petite salle, la **densité de réflexion** sera plus importante, à TR égal, que dans une plus grande. Là encore, l'image sonore du lieu en dépendra.

La réverbération joue un rôle esthétique important dans la transmission musicale. Au concert, c'est en quelque sorte la « voix de la salle » qui se mêle à celle de l'exécutant et facilite (ou entrave) le contrôle de son jeu. Dans les enregistrements actuels, on utilise le plus souvent une réverbération et un délai artificiels, réalisés électroniquement et entièrement paramétrables.

2.2. Écho

2.2.1. Écho simple

Phénomène connu depuis des millénaires, l'écho consiste en une réflexion unique, séparée de l'onde directe par un silence nettement perceptible. Il se produit souvent en plein air, où l'absence

de parois latérales et de plafond empêche sa répétition. À l'inverse, la réverbération se présente donc comme une suite d'échos enchaînés les uns aux autres. Si l'écho est plus rare dans un lieu clos, il peut néanmoins se produire lorsque plusieurs réflexions parviennent à l'auditeur au même moment : l'addition de leur intensité provoque une « crête » dans la courbe de décroissance du son et donne naissance à une perception différenciée. Dans une salle de concert, c'est bien sûr un grave inconvénient, auquel il faut remédier par un traitement acoustique approprié.

Un écho permet d'évaluer la distance de la source à la surface réfléchissante :

Exemple : si un son met 3 s à revenir, à quelle distance se situe l'obstacle ? En 3 s le son a parcouru 3 × 340 m = 1020 m, correspondant à un aller et un retour. L'obstacle réfléchissant se trouve donc à 1020 ÷ 2 = 510 m.

À partir de quel intervalle de temps peut-on percevoir un écho, ou plus exactement quelle durée minimum peut s'écouler entre l'émission d'un son et sa première réflexion pour entendre cette dernière distinctement ? Cela dépend évidemment de l'oreille de chacun, et plus précisément de son pouvoir séparateur temporel, mais la valeur moyenne couramment admise est un écart de 50 millisecondes entre l'émission et la réception. Cela signifie qu'un obstacle réfléchissant peut théoriquement provoquer un écho à partir d'une distance de 8,50 m, à 15 °C.

2.2.2. Échos multiples

Dans certaines circonstances, plusieurs échos peuvent revenir sur l'auditeur, qui les distingue individuellement. Un claquement sec entre deux parois se réfléchit alternativement sur l'une et sur l'autre, et peut être perçu à chaque passage. Si les surfaces réfléchissantes sont suffisamment éloignées l'une de l'autre, l'auditeur percevra une salve d'impulsions à caractère périodique, appelée **écho flottant** (ou *flutter echo*).

Mais si les deux parois sont assez proches, par exemple à 2 m l'une de l'autre, les échos seront nombreux en 1 s (170 dans ce cas), et agiront comme autant d'impulsions susceptibles de créer une sensation de hauteur périodique, en l'occurrence de 170 Hz, totalement indépendante de la fréquence de l'onde : c'est l'**écho tonal**.

Dans les deux cas précédents, l'écho est **répétitif** parce que l'onde emprunte plusieurs fois le même trajet. Mais la répétition peut être le fait de plusieurs surfaces réfléchissant tour à tour la même onde sonore (fig. 30).

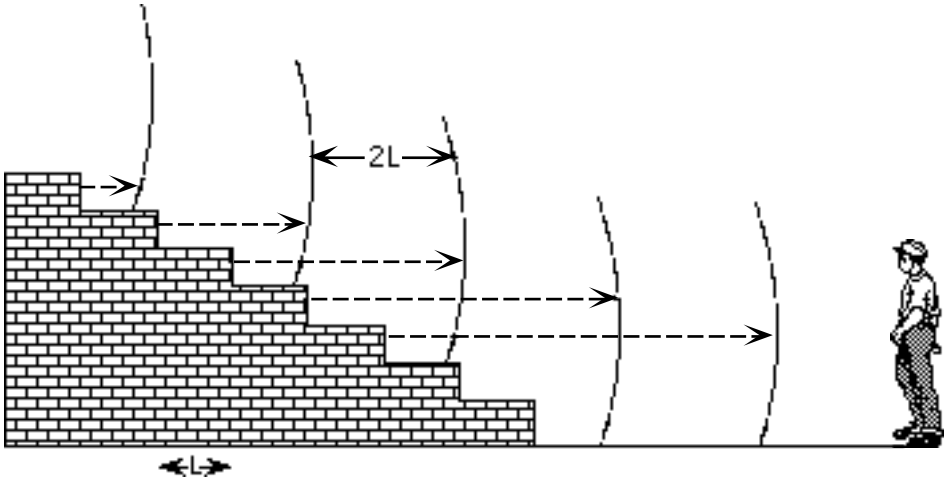

Fig. 30 : écho tonal

Les gradins des amphithéâtres, par exemple, présentent une succession de petites parois verticales pouvant renvoyer la voix des acteurs. Soit L la largeur séparant deux gradins : l'écart T séparant deux échos successifs est égal à 2L (trajet aller et retour), que divise la célérité du son c, soit :

$$T = \frac{2L}{c} \qquad (23)$$

T est la période de l'écho. Sa fréquence est donc égale à :

☞
$$N = \frac{c}{2L} \tag{24}$$

Si les gradins mesurent 77 cm de largeur, la fréquence de l'écho sera égale à :

$$\frac{340}{2 \cdot (0,77)} \approx 220 \text{ Hz}$$

Une telle fréquence correspond à la hauteur du la_2, une octave au-dessous du diapason. Cette forme de réflexion prend le nom d'**écho tonal**.

Il est évident que seuls les acteurs faisant face aux gradins perçoivent l'écho tonal ; les spectateurs assis sur les marches n'ont pas cette possibilité.

2.3. Focalisation

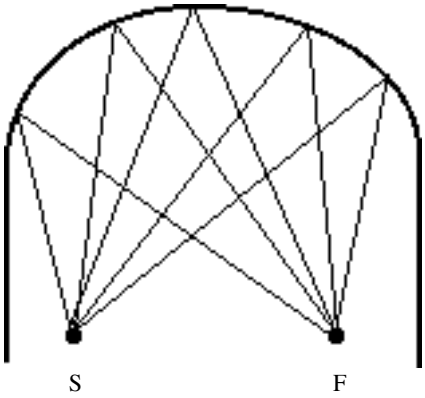

Fig. 31 : la focalisation

La figure 31 représente un cas particulier de réflexion sur certaines voûtes ou surfaces courbes. Les ondes sonores émises à partir d'une source S se réfléchissent et se focalisent en un point F, symétrique de S. Le rayonnement sonore est donc focalisé, concentré en un espace restreint, renforçant l'intensité à cet endroit. Si l'onde incidente est de faible amplitude, le son n'est entendu qu'au point focal, et le reste de la salle reste pratiquement silencieux.

> Comme l'écho, la focalisation, connue depuis l'Antiquité, fut souvent utilisée par les prêtres et les oracles. Les sons focalisés n'étaient pratiquement audibles qu'en un point précis, et la source pouvait n'être pas visible, d'où des possibilités d'espionnage (Oreille de Denys l'Ancien à Syracuse). Le procédé fut également employé au Moyen Âge pour la confession des lépreux : une voix chuchotée était ainsi facilement transmise à distance, sans indiscrétion pour le pécheur, et sans risque pour le confesseur. Certaines stations du métro parisien possèdent encore des voûtes où la focalisation fonctionne très bien (pour un essai, éviter l'heure d'affluence…)

3. L'absorption

3.1. Le coefficient d'absorption

Les différents matériaux sur lesquels frappent les ondes sont plus ou moins élastiques, c'est-à-dire possèdent plus ou moins la faculté de réfléchir l'énergie qui leur parvient. Un matériau est d'autant plus absorbant qu'il est moins réfléchissant.

Sur le plan acoustique, le phénomène s'explique aisément : l'onde qui se propage atteint un obstacle dont les molécules sont comprimées, tout comme celles de l'air ; si cet obstacle est fortement absorbant, donc peu élastique, il ne reprend pas sa forme initiale après déformation, et une partie seulement de l'onde est réfléchie.

L'intensité réfléchie I_r est forcément moindre que l'intensité incidente I, par suite de l'intensité absorbée I_a, d'où :

$$I_a = I - I_r \tag{25}$$

En pratique, chaque matériau peut être caractérisé par un **coefficient d'absorption** α (lettre grecque *alpha*) qui mesure le rapport entre l'intensité absorbée et l'intensité incidente, soit :

$$\alpha = \frac{I_a}{I} \tag{26}$$

Si toute l'intensité était réfléchie, $I_r = I$, et d'après la formule 25, $I_a = 0$, avec pour conséquence $\alpha = 0$; si toute l'intensité était au contraire absorbée, c'est-à-dire $I_r = 0$, nous aurions $I = I_a$, et d'après 26, $\alpha = 1$.

La connaissance des coefficients d'absorption est importante dans les techniques d'insonorisation et pour le traitement acoustique des lieux d'écoute en général. À titre indicatif, voici quelques coefficients à la fréquence 1000 Hz pour des matériaux courants :

MATERIAU	Coefficient α à 1 kHz
Briques	0,04
Contre-plaqué	0,15
Marbre	0,01
Moquette fine sur béton	0,30
Plancher en bois	0,20
Plâtre isolant	0,90
Tapis épais	0,50
Vitres	0,05

Dans la plupart des cas, l'absorption augmente avec la fréquence, dans des proportions variables selon les matériaux. Une salle insonorisée privilégie donc les graves, et le timbre des instruments de musique est sensiblement modifié par l'élimination des harmoniques élevés.

L'air, tout comme les matériaux solides, joue un rôle dans l'absorption du son : ce phénomène est négligeable quand les distances de propagation sont courtes, comme dans une petite salle de concert, mais appréciable déjà dans une grande salle ; le coefficient α de l'air augmente avec la fréquence du son et la température, mais diminue avec l'humidité. Un concert en plein air n'a pas les mêmes sonorités par un temps chaud et sec, que dans une atmosphère fraîche et humide… Ce sont toujours les composants élevés des spectres sonores qui font la différence.

3.2. Le pouvoir d'absorption[1]

Le pouvoir d'absorption A d'un matériau à une fréquence donnée est égal au produit de la surface du matériau par son coefficient α à cette fréquence (cf. § 2), et s'exprime en unités de surface (m^2)[2].

Ce paramètre permet de déterminer rapidement — avec une bonne approximation — la diminution N en décibels du niveau sonore, dans un lieu, après traitement d'insonorisation. La formule à utiliser est :

$$N_{dB} = 10 \log \frac{A_2}{A_1} \tag{27}$$

où A_2 et A_1 sont les pouvoirs d'absorption totaux des parois, respectivement après et avant traitement.

[1] Ce paragraphe doit être lu après le chapitre X par les étudiants non familiarisés avec le maniement du calcul logarithmique.

[2] Les Anglo-saxons utilisent le « sabine », correspondant à la surface en pieds carrés.

À titre d'application, supposons une salle dont la surface intérieure totale est de 2232 m^2, répartis ainsi (le coefficient α d'absorption est chaque fois donné à la suite, pour 1 kHz) : 360 m^2 de briques enduites (0,10), 1080 m^2 de boiseries (0,20), 32 m^2 de vitres (0,05), et 760 m^2 de panneaux acoustiques (0,15). Son pouvoir total d'absorption vaut :

$$(360 \times 0{,}10) + (1080 \times 0{,}20) + (32 \times 0{,}05) + (760 \times 0{,}15) \approx 368 \text{ unités}$$

Si l'on recouvre maintenant 1000 m^2 de bois par un revêtement insonorisant ($\alpha = 0{,}7$), le total absorbant passe à :

$$368 - (1000 \times 0{,}20) + (1000 \times 0{,}70) = 868 \text{ unités}$$

D'après l'équ. 27, l'atténuation N à 1000 Hz sera de l'ordre de :

$$N = 10 \log \frac{868}{368} = \boxed{3{,}7 \text{ dB}}$$

Cette très faible valeur indique bien qu'il est inutile de ne traiter qu'une partie de la salle si l'on désire obtenir des résultats significatifs.

4. La diffraction

D'une façon générale, la diffraction consiste, pour une onde, à contourner un obstacle, ou passer à travers une ouverture (trous dans une cloison, ou sur le corps d'un instrument à vent), et à remplir l'espace derrière cet obstacle (fig. 32).

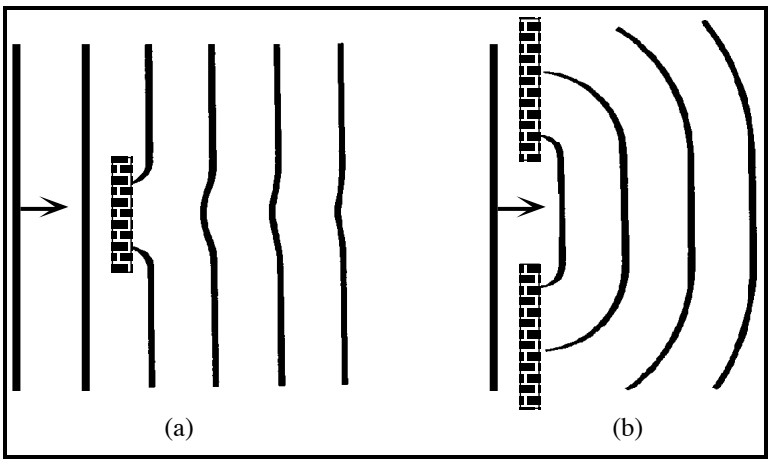

Fig. 32 : la diffraction

4.1. Surfaces réfléchissantes

Contrairement aux rayons lumineux, les ondes sonores ne sont pas totalement arrêtées par les obstacles, et peuvent les contourner. Leur comportement est fonction de la longueur d'onde : une paroi carrée de 1 m de côté est facilement franchie, sans perte d'énergie, par un son de 100 Hz dont la longueur d'onde mesure 3,4 m. C'est pourquoi il est possible d'entendre quelqu'un derrière un mur sans le voir. À droite de l'obstacle (fig. 32 a), on peut apprécier la « zone d'ombre », c'est-à-dire la trace que celui-ci provoque sur le passage de l'onde.

Il se produit au contraire une réflexion si les dimensions de l'obstacle sont grandes par rapport à la longueur d'onde : la paroi de 1 m renvoie un son de 10 000 Hz, dont la longueur d'onde ne mesure que 3,4 cm. Cela signifie-t-il qu'un tel son est dans ces conditions inaudible ? Non, car une petite partie de l'énergie de l'onde passe au ras du mur par diffraction, donnant naissance à une onde sphérique se propageant de l'autre côté dans toutes les directions (fig. 33).

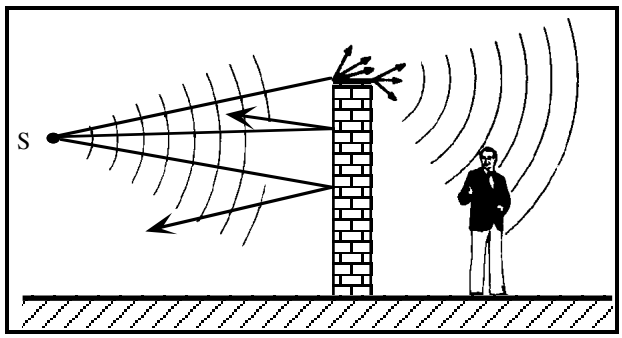

Fig. 33 : diffraction sur un mur

Dans les situations réelles, le phénomène est complexe car les sons se composent de plusieurs fréquences, c'est-à-dire qu'une partie du spectre peut éventuellement franchir l'obstacle, qu'une autre est réfléchie et une autre encore diffractée. Un obstacle ne masque pas complètement un son, mais modifie son timbre, spécialement par action sur ses harmoniques ou ses partiels aigus. Il faut tenir compte de ce phénomène dans certaines situations, comme en prise de son où, par exemple, un microphone doit être de petite taille afin de limiter les effets de diffraction pour les fréquences élevées.

4.2. Ouvertures

Lorsqu'une onde se présente face à un trou, l'énergie transmise est fonction là encore du rapport existant entre la surface de l'ouverture et la longueur de l'onde : plus l'ouverture est grande devant λ, plus grande est l'énergie transmise ; si au contraire l'ouverture est plus petite que λ, l'onde est diffractée et l'orifice se comporte comme une nouvelle source rayonnant dans toutes les directions, donnant à l'onde une forme sphérique (fig. 32 b). Cette sphérification de son front explique que l'énergie d'une onde diffractée se dissipe plus vite que celle d'une onde plane.

5. La diffusion

Une surface réfléchissante n'est pas toujours plane, et peut se présenter sous forme de plans diversement inclinés. Dans ce cas, le comportement des ondes est encore une fois fonction du rapport entre la taille des obstacles et leur longueur λ.

La paroi représentée sur la figure 34 est constituée de soufflets de 30 cm de long. Si un son de 100 Hz (donc de longueur 3,40 m) vient la frapper, il ignore purement et simplement les soufflets et se réfléchit sur la paroi comme si elle était lisse. Si la fréquence du son est de 1000 Hz, la longueur d'onde est de 0,34 m, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les soufflets : le son est alors « diffusé » par réflexions sur chacune des faces, en fonction de leur orientation. Quand la longueur de l'onde est nettement inférieure à la dimension des soufflets, comme c'est le cas pour 10 000 Hz avec 3,5 cm, une réflexion unique s'effectue sur l'une des faces, en fonction de l'orientation incidente. En résumé, un son n'est réellement diffusé que pour une longueur d'onde voisine de celle des surfaces orientées. Mais encore une fois, les sons réels sont complexes, donc formés de plusieurs longueurs d'onde dont les comportements ne sont pas identiques.

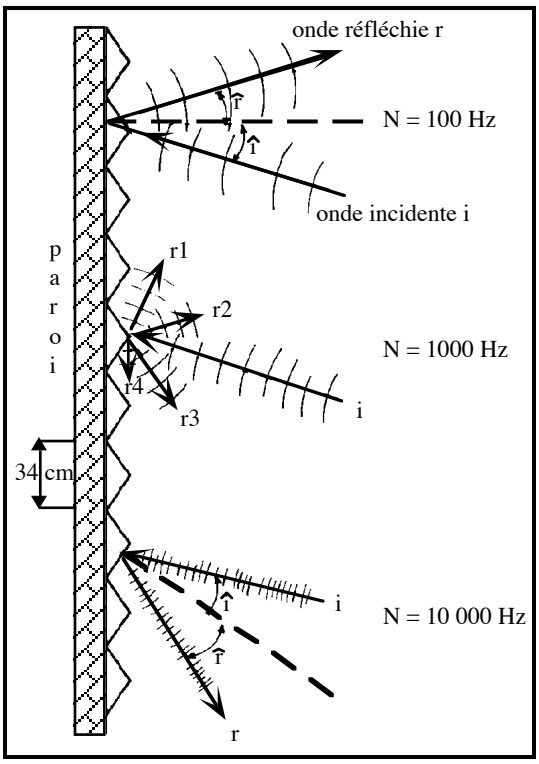

Fig. 34 : la diffusion

6. La réfraction

La réfraction est le passage d'une onde d'un milieu à un autre en cours de propagation. Si ces milieux présentent des caractéristiques différentes, la direction de propagation peut s'en trouver modifiée.

Tout milieu est caractérisé par son impédance, c'est-à-dire par la plus ou moins grande facilité avec laquelle une onde se propage dans ce milieu. Cette impédance Z est égale au produit de la masse volumique ρ (lettre grecque *rhô*) du milieu par la célérité dans ce milieu, soit :

$$Z = \rho c \qquad (28)$$

Ceci a pour conséquence quatre propriétés importantes :

a) plus l'impédance est grande, plus la célérité de l'onde est élevée ;

b) plus l'impédance est grande, plus l'onde s'amortit vite ;

c) l'amortissement est proportionnel à la fréquence : l'amplitude des aigus diminue plus vite que celle des graves ;

d) quand les impédances de deux milieux traversés sont égales, il y a résonance[1] entre ces milieux.

Dans ce dernier cas, la transmission d'énergie est maximum ; au contraire, lorsque les valeurs d'impédance sont éloignées, l'énergie se communique mal : par exemple, de l'air à l'eau (deux milieux aux impédances très différentes), 99,9 % de l'onde est réfléchi, et seulement 0,1 % est réfracté, et pénètre dans le liquide. Il faut tenir compte de la réfraction et de l'impédance des matériaux utilisés dans le traitement acoustique des salles, et particulièrement pour leur insonorisation.

La propriété c explique les modifications du timbre des sons par amortissement des aigus lorsqu'ils sont entendus à grande distance (cf. chap. IV § 3.1).

Le milieu lui-même peut présenter des modifications de ses caractéristiques. Par exemple, tout au long d'une belle journée d'été, le soleil chauffe le sol, qui à son tour chauffe l'air par effet de convection, mais naturellement de moins en moins avec l'élévation. C'est ce que l'on appelle un

[1] Cf. chap. V.

gradient de température négatif. La célérité du son étant proportionnelle à la température, celle-ci est plus rapide près du sol qu'en altitude : la direction de propagation s'en trouve modifiée et le front d'onde basculé vers le haut ; un récepteur éloigné de la source la captera avec un sensible affaiblissement d'intensité. Mais la nuit, le phénomène s'inverse, car le sol restitue toute la chaleur reçue pendant le jour sans en recevoir lui-même de nouvelle ; il se produit alors un gradient positif ou « inversion de température » dans les couches d'air successives, entraînant une courbure vers le sol des ondes sonores (fig. 35). Les conditions de réception d'un signal lointain sont améliorées. C'est la raison principale pour laquelle, en Afrique centrale, on transmet de préférence à l'aube plutôt qu'au crépuscule les messages tambourinés d'un village à l'autre. Le même phénomène se produit également en mer, où la surface de l'eau est souvent plus froide que l'air environnant, favorisant ainsi l'audition à grande distance.

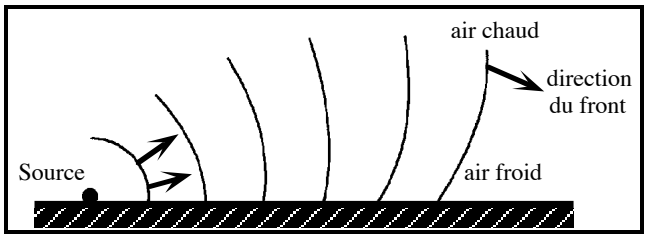

Fig. 35 : réfraction dans l'air

7. Conclusion : problématique de l'acoustique architecturale

La complexité des paramètres déterminant la qualité d'une salle est considérable. D'abord, parce que tous les phénomènes que nous venons d'étudier se produisent simultanément : une onde sonore est tout à la fois réfléchie, diffusée, absorbée, réfractée et diffractée.

D'autre part, beaucoup d'autres facteurs interviennent, souvent difficiles à prévoir, et a fortiori à quantifier : par exemple, selon que le public est plus ou moins nombreux, le taux d'absorption diffère, ce qui entraîne une variation du temps de réverbération. On estime qu'un spectateur représente 0,5 m^2 de surface absorbante, mais ce n'est qu'une approximation[1].

Le calcul d'une salle, c'est-à-dire l'évaluation par avance de ses qualités acoustiques, pose encore bien des problèmes. Certes, la théorie a énormément progressé depuis les premiers travaux de Sabine au début du siècle. Les principales méthodes font appel à la géométrie pour prévoir le trajet des ondes, mais beaucoup d'autres paramètres et d'éléments constitutifs sont maintenant pris en compte ; les formules deviennent de plus en plus précises et l'ordinateur, muni de puissants logiciels dédiés[2], est largement mis à contribution. Cependant, malgré cette mobilisation scientifique et technologique, le résultat concret, c'est-à-dire la bonne qualité d'une salle, n'est pas garanti à coup sûr, et certains échecs spectaculaires récents, ou simplement quelques déceptions, peuvent en témoigner.

C'est pourquoi, à côté des méthodes géométriques, qui tentent de prévoir le trajet des ondes par le calcul angulaire (au moins pour les premières réflexions), il existe d'autres démarches, expérimentales et donc différentes dans leur approche du problème : par exemple par la construction de maquettes en modèle réduit dans lesquelles on injecte des sons dont les longueurs d'onde sont à l'échelle (si la maquette est au 1/20^e, un son de 100 Hz devient 2000 Hz) ; ils sont ensuite captés par des micros judicieusement placés, enregistrés et analysés.

Mais la principale ressource en cas de problème reste l'amélioration par intervention sur une acoustique déjà existante. Si les défauts sont correctement analysés, ils peuvent être le plus souvent éliminés au prix de modifications parfois drastiques de la configuration architecturale d'origine.

---

[1] Sabine estimait à 0,49 le coefficient d'absorption moyen d'un homme, à 0,54 celui d'une femme, puis justifiait cet écart non négligeable par la différence de toilette et de coiffure (!)

[2] Cf. M.R. Schroeder, «Computer Models for Concert Hall Acoustics», *American Journal of Physics*, 41/4, 1973.

Un exemple significatif en est fourni par la fameuse affaire du *Philharmonic Hall Lincoln Center* de New York. Ce lieu, conçu par un éminent acousticien[1], fut inauguré le 2 septembre 1962 : ce fut une catastrophe. La salle était jugée trop « sèche », le temps de réverbération trop court, les basses fréquences ne ressortaient pas, certaines places étaient victimes d'échos intempestifs, et de surcroît les musiciens du New York Philharmonic Orchestra se plaignaient de ne pas s'entendre les uns les autres. Le plus surprenant était que toutes sortes de tests avaient été réalisés une semaine auparavant, en présence des concepteurs, d'experts acousticiens et des musiciens de l'orchestre ; la salle étant vide, on avait poussé les précautions jusqu'à simuler un public en disposant sur les sièges de petits tapis en fibre de verre : tout avait été jugé parfaitement satisfaisant. Pour ajouter encore au désarroi des spécialistes, les mesures effectuées après coup ne montrèrent rien d'anormal, y compris le temps de réverbération qui n'était pas trop court, mais bel et bien conforme à la norme pour de telles salles de concert. Il ne fallut pas moins de quatorze années de recherches, et une nouvelle équipe de spécialistes[2] pour que la salle fût estimée enfin satisfaisante. On changea jusqu'à son nom, lequel est désormais *Avery Fisher Hall*.

En outre, les possibilités d'aménagement dépendent essentiellement du type de lieu, et il est toujours plus facile de transformer une salle de cinéma qu'une abbaye romane.

Les critères de qualité d'une salle sont aujourd'hui nombreux comme en témoigne la multitude des paramètres pris en compte dans les évaluations : homogénéité, clarté, densité spectrale, EDT, *Early Sound*, traînage, plénitude, inertie, pouvoir séparateur, pour n'en citer que quelques-uns. Ces paramètres sont très précisément définis : ainsi, l'EDT (*Early Decay Time*) prend en considération la pente initiale du TR sur les 10 premiers dB ; ou encore, la clarté se définit comme le rapport de l'énergie contenue dans les 80 premières millisecondes sur les 80 millisecondes suivantes.

Comme il n'est pas possible — pour d'évidentes raisons — de multiplier les lieux d'écoute, une solution moderne consiste à construire des salles polyvalentes à acoustique variable en fonction des besoins (*Espace de projection* de l'IRCAM à Paris, *Palais des Congrès* de Belgrade…) : utilisation de panneaux coulissants, de plafonds montants ou descendants pour modifier le volume de la salle, mais surtout de parois constituées de prismes dont chaque face possède un coefficient d'absorption différent, le tout géré par un ordinateur permettant de mémoriser et de retrouver immédiatement une configuration acoustique déterminée. Un autre procédé consiste à capter les ondes par des microphones suspendus au plafond et à les rediffuser par des haut-parleurs situés sur les murs. Ce système, appelé M.C.R. (*Multi Channel Reverberation*) est très délicat à mettre en place mais peut donner de bons résultats (*Palais des Festivals* à Cannes, auditorium de la SWF à Baden-Baden).

* *
*

Comme toujours en acoustique musicale, dès que l'on se place dans des conditions réelles, concrètes, les phénomènes physiques donnent toute la mesure de leur complexité. Cela est d'autant plus sensible que le « bon résultat » est jugé par des appareils de mesure, mais aussi par des oreilles, des cerveaux, des systèmes nerveux humains, dont les critères d'appréciation sont moins connus, et loin d'être toujours identiques. La plupart des spécialistes en sont à l'heure actuelle parfaitement conscients, et orientent leurs recherches dans le sens d'une prise en compte toujours plus poussée et affinée de la subjectivité.

---

[1] Leo Beranek ; cf. la préface de son livre *Music, Acoustics and Architecture,* New York, 1962, où il affirmait, deux mois avant l'inauguration, que la perfection du confort acoustique de sa salle ne devait rien à « Madame la Chance », qui avait dû céder la place à de solides conceptions scientifiques.

[2] Dirigée par Cyril Harris, professeur à l'Université de Columbia.

CHAPITRE V

LES CORPS VIBRANTS

Après avoir étudié les bases physiques et mécaniques qui sous-tendent le fonctionnement des instruments de musique, nous pouvons maintenant aborder le comportement vibratoire réel des principaux facteurs. Tout instrument suppose un système vibrant, dont les principes acoustiques sont relativement peu nombreux : cordes tendues, colonnes d'air contenues dans des tuyaux, membranes attachées dans des cadres, corps solides le plus souvent percutés, constituent l'essentiel des familles instrumentales. Nous n'aborderons ici que les cordes et les tuyaux.

1. Les cordes

1.1. Forme de la vibration

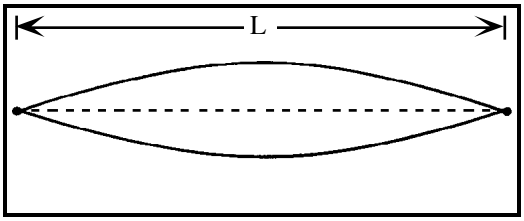

Fig. 36 : vibration d'une corde en fuseau

Une corde tendue entre deux points fixes vibre en décrivant un fuseau (fig. 36). La vision d'une telle forme est une simplification due à la persistance rétinienne de l'œil, car le mouvement réel de la corde est en réalité beaucoup plus complexe.

Nous avons déjà observé (fig. 21) une vibration transversale dans un ressort ; dans cet exemple, le ressort possède cinq masses, et peut être qualifié pour cette raison de « système à 5 degrés de liberté » ; par comparaison, l'oscillateur harmonique (fig. 14) n'en possède qu'un seul. Une corde est assimilée à un système à n degrés de liberté, l'ensemble de ses n points matériels étant n masses reliées entre elles par des raideurs k. Les courbes délimitant les contours du fuseau de la corde vibrante sont en réalité formées d'un très grand nombre de segments de longueur extrêmement petite (fig. 37) :

Sur une corde réelle, les masses sont beaucoup plus rapprochées que sur le schéma ci-dessous. Au point d'élongation maximum x correspond à la fois un maximum de pression (appelé *ventre*) et un minimum de vitesse (appelé *nœud*). Un ventre de pression est toujours le siège d'un nœud de vitesse, et inversement ; les nœuds et ventres de vitesse (ou de pression) alternent régulièrement tout le long du médium en vibration ; quand ces termes sont utilisés sans autre précisions, ils s'appliquent généralement à la vitesse.

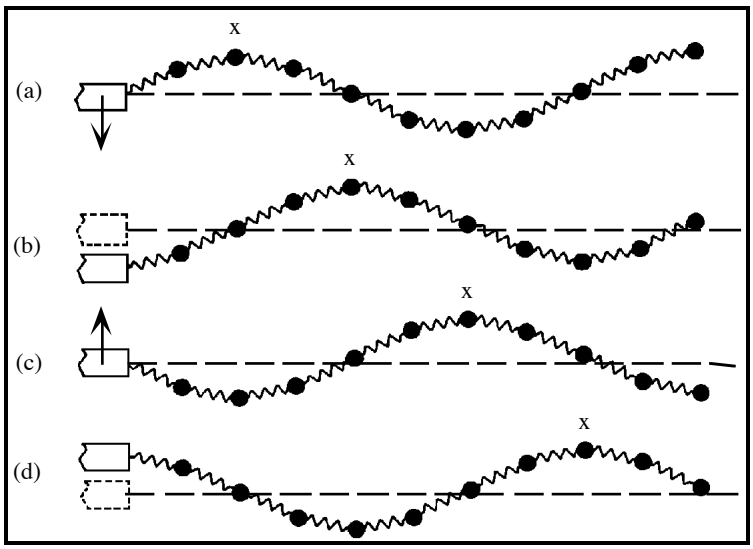

Fig. 37 : décomposition d'une vibration transversale

Supposons maintenant la corde fixée à ses deux extrémités. Après excitation, une onde la parcourt sur toute sa longueur, puis parvient à une extrémité fixe ; le mouvement ne pouvant plus se transmettre au-delà, l'onde se réfléchit et repart en sens inverse ; elle décrit alors la seconde moitié du fuseau, puisque l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion. Un fuseau est donc une oscillation complète de la corde autour de sa position d'équilibre, correspondant à une période entière du mouvement, soit encore à un aller et retour de l'onde le long de la corde (fig. 38 a).

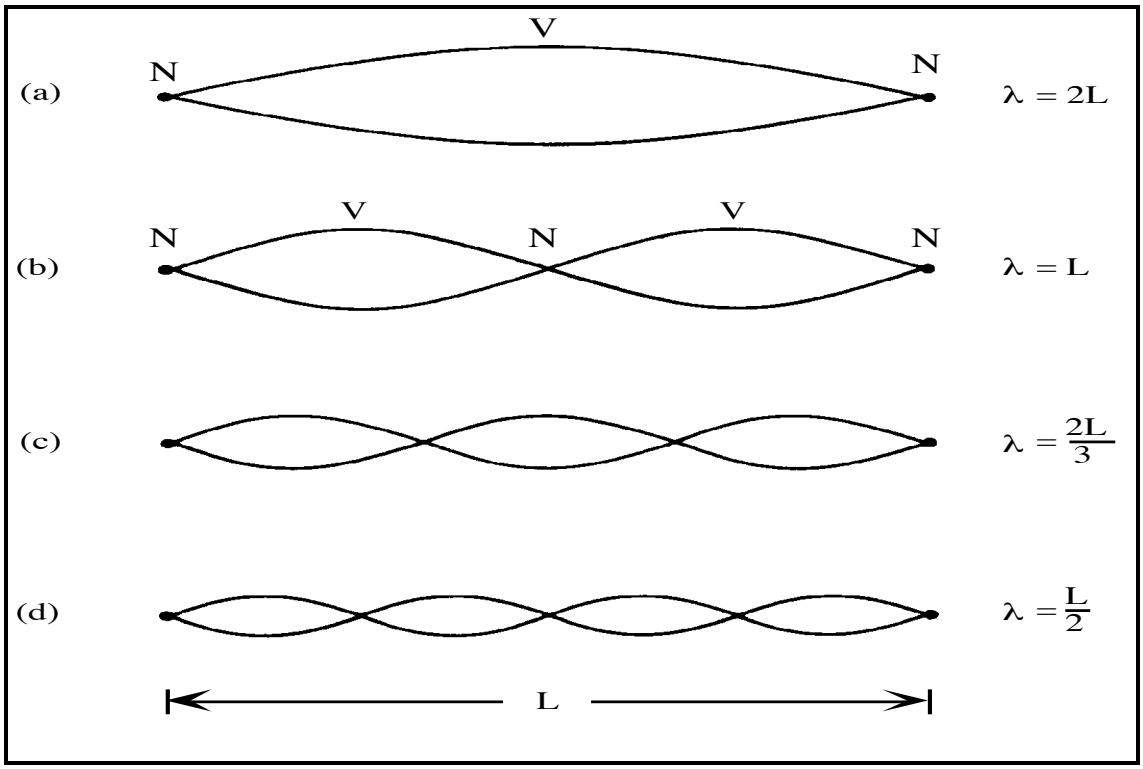

Fig. 38 : modes vibratoires d'une corde

En d'autres termes, la longueur d'onde λ est égale à deux fois la longueur L de la corde :

$$\lambda = 2L \qquad (29)$$

1.2. Fréquence d'une corde

Étant immobilisée aux deux bouts, la corde vibrante comporte un nœud de vitesse à chaque extrémité, et un ventre en son milieu. Sa fréquence fondamentale N_f peut se calculer aisément, et est égale au quotient c/λ (équ. 18), qui prend ici la forme $c/2L$ (29) ;

$$N_f = \frac{c}{2L} \tag{30}$$

Comme nous savons (équ. 13) que la célérité d'une onde dans une corde est égale à $\sqrt{\tau/\rho}$, nous en déduisons la formule classique (dite de Taylor) :

$$N_f = \frac{\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}}{2L} = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \tag{31}$$

Ce mode vibratoire, appelé mode d'ordre 1, engendre donc la fréquence fondamentale, c'est-à-dire celle que délivre la corde lorsqu'on l'excite normalement. Si nous excitons à nouveau cette dernière en maintenant légèrement son milieu immobile, nous créons en ce point un nœud de vitesse à la place du ventre précédent, et obtenons deux fuseaux égaux (fig. 38 b). La longueur d'onde a diminué de moitié, de sorte que $\lambda = L$, et la fréquence N_2 devient :

$$N_2 = \frac{c}{L} = 2\frac{c}{2L} = 2N_f \tag{32}$$

C'est le 2e mode vibratoire de la corde, ou partiel 2, situé à l'octave supérieure du mode 1. Les modes suivants s'obtiennent de la même façon : par création d'un nœud à son tiers, la corde se divise en trois fuseaux (fig. 38 c), λ est égale à 2/3L, et la fréquence est celle du mode 3, c'est-à-dire du 3e partiel ($N_3 = 3N_f$).

Le nombre de modes, égal au nombre de degrés de liberté (cf. supra), est théoriquement infini. En pratique, la vibration d'une corde correctement tendue se décompose en quelques dizaines de modes au maximum. Chacun d'entre eux représente une division de la corde en un nombre entier de parties, et son numéro d'ordre est égal au nombre de ventres de vitesse s'établissant le long de la corde. La fréquence N_n d'un mode n est donc égale à :

$$N_n = \frac{n}{2L}\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \tag{33}$$

Quand la corde est excitée, elle vibre normalement selon tous ses modes simultanément. C'est en cela que sa vibration est complexe. Mais par immobilisation partielle, comme nous l'avons vu précédemment, un mode particulier peut être privilégié : c'est ce que l'on appelle les harmoniques effleurés, en réalité l'émergence d'un partiel sélectionné.

Lorsqu'une corde vibre de cette façon, selon un mode donné, elle est le siège d'un certain nombre de nœuds et de ventres situés toujours à la même place, de sorte que certains de ses points sont toujours en mouvement (les ventres) et d'autres toujours immobiles (les nœuds). Ce phénomène est connu sous le nom d'onde stationnaire ; nous le retrouverons plus loin avec l'étude des tuyaux.

Le point d'excitation est particulièrement important, car là où se crée un ventre, disparaissent les partiels dont les nœuds se situaient à cet endroit : pincer une corde en son milieu, par exemple, supprime non seulement le partiel 2, mais également le partiel 4, et d'une façon générale tous ceux dont le numéro d'ordre est égal à une puissance entière de 2.

1.3. Modes vibratoires

Nous n'avons pris en considération jusqu'ici que la vibration transversale de la corde. C'est de toute façon la principale, puisqu'elle détermine la fréquence entendue, mais une corde vibre de plusieurs façons simultanément.

Du fait qu'elle décrit un fuseau, c'est-à-dire une courbe, à partir de sa position de repos, rectiligne, la corde subit des allongements périodiques, constituant une véritable vibration longitudinale, de fréquence plus élevée que la vibration transversale. On ne l'entend pas isolément (sauf en frottant un archet dans le sens de sa longueur), mais elle colore le spectre principal et intervient comme composante du timbre.

Il existe encore un troisième type vibratoire, plus ou moins présent selon le mode d'excitation : une corde tirée et relâchée ne décrit pas un fuseau uniquement dans le plan à deux dimensions, mais également dans un espace à trois dimensions. Cela revient à dire que la corde tourne périodiquement autour de son axe, un peu à la manière d'une corde à sauter : c'est ce que l'on nomme la vibration de torsion. Comme la vibration longitudinale, elle n'a pas d'existence autonome dans le jeu instrumental, mais elle modifie le spectre principal.

2. Les tuyaux

La vibration des colonnes d'air contenues dans les tuyaux ne diffère pas beaucoup de celle des cordes, et la plupart des principes importants dégagés plus haut peuvent s'appliquer ici.

2.1. Tuyaux fermés aux deux extrémités

Imaginons un tuyau fermé aux deux extrémités dans lequel une impulsion se propage sous la forme d'une onde progressive. L'énergie se communique de molécules en molécules pour parvenir à une extrémité. Ne pouvant transmettre plus loin l'énergie reçue, la dernière molécule la redonne à sa voisine et l'onde repart en sens inverse ; il s'est donc produit une réflexion sur l'extrémité fermée, le même phénomène recommençant du côté opposé. Nous obtenons ainsi un nœud de vitesse à chaque bout, puisque le mouvement des molécules d'air est impossible et la pression maximum, et un ventre entre les deux nœuds, c'est-à-dire au milieu du tuyau. Cette forme est tout à fait identique à celle du mode 1 des cordes vibrantes, et nous retrouvons par conséquent la même relation pour la fréquence (équ. 30), à savoir :

$$N_f = \frac{c}{2L}$$

Par rapport à la corde, les calculs sont simplifiés pour la célérité, puisque c'est celle d'une onde dans l'air.

De tels dispositifs ne sont guère attestés en musique, où l'on utilise plutôt des tuyaux ouverts à une ou deux extrémités.

2.2. Tuyaux ouverts aux deux extrémités

Dans ce dernier cas, il facile de montrer que la compression se déplaçant dans le tuyau ne rencontre pas d'obstacle au bout et qu'il s'y forme un nœud de pression, c'est-à-dire un ventre de vitesse. En d'autres termes, une compression parcourt le tuyau sur une longueur et se transforme en décompression repartant en sens inverse jusqu'à l'extrémité opposée ; parvenue à ce point, la décompression se rechange en compression, et un nouveau cycle recommence. Un cycle complet correspond toujours à deux longueurs de tuyau, c'est-à-dire à un aller et un retour. La fréquence fondamentale se calcule donc au moyen de l'équation 30, et la seule différence avec le cas du tuyau fermé aux deux bouts — et par conséquent avec la corde — est la présence de deux ventres de vitesse aux extrémités au lieu de deux nœuds (fig. 39 a). On notera également que l'espace compris entre deux ventres (ou deux nœuds) équivaut à une demi-longueur d'onde.

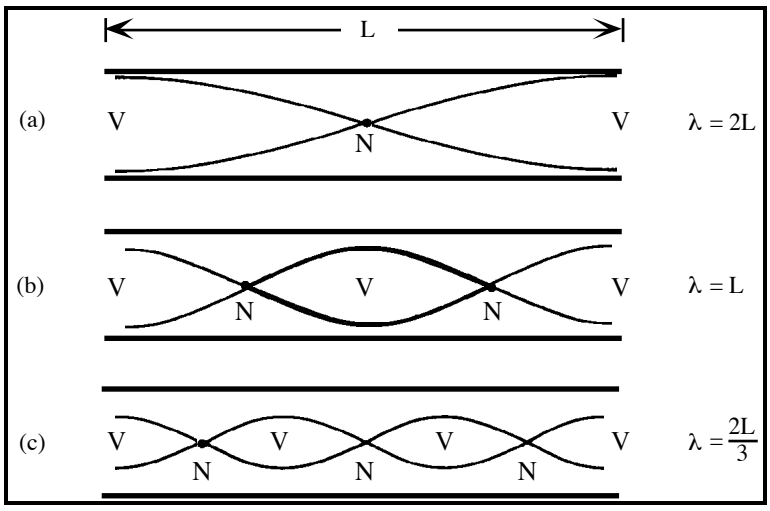

Fig. 39 : modes vibratoires d'un tuyau ouvert

Dans les tuyaux, plusieurs modes vibratoires se superposent, selon les modalités étudiées plus haut. En forçant le souffle, par exemple, la colonne d'air se « scinde » en deux (mode 2), les ventres de vitesse se placent aux extrémités et au milieu du tuyau (fig. 39 b) ; deux ventres consécutifs devant nécessairement être séparés par un nœud, ceux-ci s'intercalent, et leur nombre est toujours égal à n ventres moins un.

Tous les instruments à biseau, les anches doubles et la plupart des cuivres fonctionnent comme des tuyaux ouverts.

2.3. Tuyaux fermés à une extrémité

Le fonctionnement des tuyaux fermés[1] est plus complexe, du fait de l'asymétrie de leurs extrémités (fig. 40) :

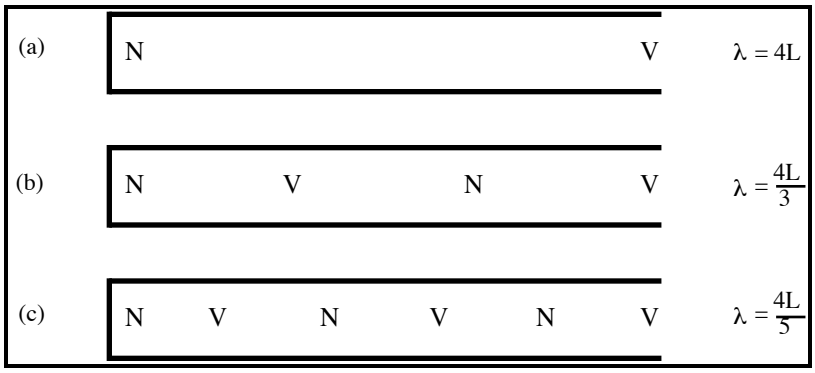

Fig. 40 : modes vibratoires d'un tuyau fermé à un bout

Le cycle d'un tel tuyau, appelé parfois « bourdon », se décompose de la façon suivante : une compression parcourt la longueur une première fois, se réfléchit sans changement de signe contre l'extrémité fermée, repart en sens inverse jusqu'à l'extrémité ouverte ; la compression « sort », laissant place à une décompression repartant en sens inverse jusqu'à l'extrémité fermée, sur laquelle elle se réfléchit, et gagne enfin l'extrémité ouverte où elle se change en compression, après quoi le cycle recommence. L'onde a donc parcouru quatre fois la longueur du tuyau pour accomplir un seul cycle. Nous en déduisons aisément la fréquence du mode 1, ou fondamental (fig. 40 a) :

[1] Désormais, « tuyau ouvert » signifiera ouvert aux deux bouts, et « tuyau fermé » fermé à une seule extrémité.

$$N_f = \frac{c}{4L} \tag{34}$$

L'alternance obligée des nœuds et des ventres entraîne pour les modes suivants (2 et 3) les successions montrées sur la figure 40 (b et c). Puisque la distance comprise entre deux nœuds de vitesse représente λ/2, la longueur d'onde du mode 2 vaut 4/3L, et sa fréquence :

$$N_2 = \frac{c}{4/3L} = 3\frac{c}{4L} = 3N_f \tag{35}$$

Cela signifie que le 2e mode d'un tuyau fermé sonne à la 12e supérieure (octave + quinte) du fondamental, c'est-à-dire à la hauteur de l'harmonique 3. Le même raisonnement montre que le mode 3 correspond à l'harmonique 5, le mode 4 à l'harmonique 7, et ainsi de suite. Les modes vibratoires d'un tuyau fermé à une extrémité produisent donc la série des partiels de rangs impairs.

3. La résonance

3.1. La fréquence propre

Tout corps susceptible de vibrer possède une fréquence propre. Par exemple, un diapason, une corde de violon, un tuyau d'orgue, une fois excités, émettent un son d'une certaine hauteur, précisément leur fréquence propre. Cette fréquence, pour les cordes et les tuyaux, est celle de leurs différents modes, comme nous venons de le voir. Mais la mise en vibration ne produit pas nécessairement une hauteur précise, ponctuelle, cela peut être une bande de fréquence plus ou moins large, comme dans le cas, par exemple, d'une caisse de résonance d'instrument à cordes. Nous appellerons résonateur le corps capable de vibrer (ex. corde de piano ou de violon), et excitateur le dispositif communiquant l'énergie vibratoire au résonateur (ex. marteau du piano, archet du violon).

3.1.1. Vibrations libres

Il existe différentes façons de faire vibrer un résonateur. L'excitateur peut transmettre son énergie sous la forme :

a) d'un ébranlement très bref, par exemple un choc, un pincement, une impulsion ;

b) d'une force constante non oscillante, par exemple le souffle sur un biseau, l'archet sur la corde.

Dans ces deux cas, le corps vibrant, laissé à lui-même, délivre sa fréquence propre : c'est le régime des vibrations libres (ou encore naturelles). L'excitateur n'intervient pas dans la détermination de la fréquence, il communique une certaine quantité d'énergie potentielle que le résonateur dissipe sous forme d'énergie cinétique, selon son mode vibratoire propre.

3.1.2. Vibrations forcées ; la résonance

Le résonateur peut, au contraire du cas précédent, être soumis à une force oscillante, c'est-à-dire variant périodiquement en fonction du temps : le corps est alors entraîné à vibrer à la fréquence de la force qui l'ébranle, il est assujetti à un régime de vibrations forcées. Une corde fixée à une caisse de résonance est pincée : l'excitateur est le doigt, il applique une force non oscillante ; la corde vibre librement et produit une hauteur précise qui dépend de ses propres paramètres, mais pas du doigt ou de la façon de pincer ; elle transmet l'énergie reçue et devient à son tour un excitateur, mais cette fois de nature oscillante, de sorte que la caisse de résonance vibre en régime forcé et se voit imposer la fréquence de la corde.

Si la fréquence de la force oscillante est voisine ou a fortiori égale à la fréquence propre du corps sur lequel elle s'applique, l'entraînement est aisé, les amplitudes s'additionnent à chaque cycle, et le mouvement vibratoire résultant peut atteindre rapidement une valeur considérable : c'est le phénomène de résonance. Un piano est capable de faire vibrer un objet proche de lui si l'une de ses

notes correspond la fréquence propre de cet objet ; de même, un camion passant dans la rue pour les vitres d'un appartement, ou encore la houle entraînant un bateau dans un roulis important.

Le phénomène se produit de part et d'autre de la fréquence propre du résonateur, c'est-à-dire au-dessous et au-dessus, délimitant ainsi une bande de résonance ; l'effet d'entraînement est d'autant plus important que la fréquence de l'excitateur est proche du centre de la bande.

> L'exemple le plus spectaculaire de la puissance de la résonance est sans aucun doute la catastrophe du pont de la Basse-Chaîne. Le mardi 16 avril 1850, en route pour Marseille et l'Algérie, le régiment du 11e Léger, au pas cadencé, franchissait la Maine à Angers par le pont de la Basse-Chaîne. Au passage de la troupe, le pont s'écroula, tuant sur-le-champ 116 hommes, alors que 108 autres devaient succomber plus tard à leurs blessures (détail funeste qui explique le nombre élevé de victimes : les soldats marchaient baïonnette au canon). Le pas régulier des hommes a joué en réalité le rôle d'un excitateur oscillant à basse fréquence mettant le pont en résonance : l'amplitude du mouvement est rapidement devenue telle que l'ouvrage ne put résister. Depuis, les manuels d'instruction militaire ordonnent de rompre la cadence en abordant un pont.

Le phénomène de résonance a été utilisé dans la conception de nombreux instruments de musique. Le vibraphone, par exemple, possède sous chacune de ses touches des tuyaux accordés à la même fréquence pour en renforcer et prolonger le son. Même dispositif pour le *gender* indonésien, en métal ; en Afrique centrale, des calebasses évidées ou des cornes de buffle sont également placées sous les lames des xylophones.

Certains luths possèdent des cordes sympathiques qui ne sont pas touchées directement mais mises en vibrations uniquement par résonance, lors du jeu sur les cordes mélodiques : c'est le cas de la famille des archiluths européens, comme le théorbe ou le *chitarrone*, mais aussi des grands luths indiens, comme le *sitar* ou le *sarod*.

Le principe de la résonance est également utilisé en électronique (circuits oscillants, filtres), et particulièrement en radiodiffusion : la syntonisation, c'est-à-dire le réglage sur une station, au moyen du *tuner* ou décodeur, n'est autre qu'un accord de circuits par mise en résonance.

3.2. La loi de Küpfmüller

Les résonateurs possèdent un certain nombre de propriétés dont certaines sont importantes à connaître.

3.2.1. La sélectivité

La largeur de la bande de fréquence pour laquelle un corps est susceptible d'entrer en résonance détermine sa sélectivité : si un résonateur délivre une fréquence propre précise, unique pour un mode donné, comme les cordes vibrantes, il est très sélectif ; si au contraire il produit une large bande de bruit, comme une caisse de résonance de violoncelle, il est très peu sélectif.

3.2.2. L'amortissement

Nous connaissons déjà cette propriété des mouvements vibratoires, mais ici ce facteur est lié à la sélectivité par un théorème, appelé **loi de Küpfmüller** dont voici l'énoncé : *dans un résonateur, l'amortissement est inversement proportionnel à la sélectivité.*

Une expérience simple permet de vérifier cette loi. Si l'on émet la fréquence 440 Hz devant un diapason, il entre spontanément en vibration, et son mouvement subsiste un certain temps après arrêt de l'excitation. En revanche, il ne réagit pratiquement pas à d'autres fréquences, même approchées : il est très sélectif et peu amorti. Maintenant, plongeons-le dans l'eau et observons ses branches avec un microscope : il répond non seulement à la fréquence 440 Hz, mais également à des valeurs voisines. Toutefois le mouvement des branches s'arrête presque en même temps que la stimulation : le diapason est devenu moins sélectif, mais plus amorti.

3.2.3. Applications

De nombreux dispositifs, principalement en mécanique et en électronique, sont assujettis aux propriétés décrites par la loi de Küpfmüller.

Les cordes mélodiques des archiluths, comme nous venons de le voir, excitent par résonance les cordes sympathiques qui sont très sélectives, donc peu amorties : elles sonnent encore après interruption de la note principale ; l'excitation se transmet aussi à la caisse de l'instrument, qui réagit différemment, car elle est beaucoup moins sélective et par là nettement plus amortie.

Un tambour est généralement amorti : en lui adjoignant un « timbre », c'est-à-dire une corde tendue qui vibre pour certaines fréquences présentes dans le spectre de la membrane, le son en est prolongé, et perd en amortissement ce qu'il gagne en sélectivité (par exemple la caisse claire).

3.3. Formants et zones formantiques

3.3.1. Genèse

Jusqu'ici, nous avons considéré la force oscillante de l'excitateur comme une fréquence unique, soit parce qu'elle était sinusoïdale, soit parce que le fondamental d'un mouvement complexe a été seul pris en compte. Mais dans le cas précisément où l'excitateur est un spectre harmonique, tous les composants sont susceptibles d'attaquer un résonateur, de le faire vibrer, et d'autant mieux que la fréquence propre de celui-ci correspond à celle d'un des harmoniques du spectre.

Si un son périodique complexe de 100 Hz comprenant les six premiers harmoniques est envoyé dans un résonateur dont la fréquence propre est une bande comprise entre 300 et 400 Hz, celui-ci entrera en résonance avec les harmoniques 3 et 4 du spectre. Mais le son résultant, rayonné à la sortie, est déformé par distorsion car l'intensité de ses composants 3 et 4 a été renforcée par le résonateur. Cette zone renforcée dans le spectre s'appelle un **formant**. Bien entendu, les possibilités pour un corps d'en faire vibrer un autre dépendent de l'énergie disponible dans le spectre excitateur, et la mise en résonance est d'autant plus aisée et rapide que les fréquences sont voisines les unes des autres.

Un formant est donc une zone d’intensité renforcée dans une région du spectre sonore. Ce renforcement d’intensité n’est pas une véritable amplification, comme le langage courant le laisse souvent entendre (sons « amplifiés » par une caisse de résonance) ; en effet, un résonateur ne peut apporter d’énergie extérieure au système, et se contente de la déplacer en en modifiant la répartition. Si une corde tendue entre deux parois rigides est mise en vibration, le son entendu est très faible, car seules, les molécules d’air directement en contact avec elle reçoivent l’énergie vibratoire : celle-ci s’étale largement tout le long du spectre, sans formant. Mais si l’énergie vibratoire est transmise à une caisse de résonance, elle se focalise autour d’une fréquence propre, le spectre résultant est moins large, et cette concentration aboutit à un son plus intense (d’où l’impression d’amplification).

La plupart des sons musicaux présentent des formants dans leur composition spectrale. Les cordes vocales, par exemple, fournissent un spectre riche, mais homogène à la sortie du larynx ; ce spectre se déforme en traversant le pharynx et la bouche, et se « colore » des fréquences propres de ces cavités ; de fait, une voyelle, pour être perçue comme telle, doit obligatoirement comporter au moins deux formants, dont les différents emplacements dans le spectre déterminent la nature vocalique (a, i, u, etc.)

Les composants d'un spectre peuvent donc exciter le fondamental d'un résonateur. Le piano utilise ce principe avec sa pédale *forte*, qui relève les étouffoirs et permet à certaines cordes de vibrer par résonance. Par exemple, un do_2, de fréquence 131 Hz, pourra faire sonner les cordes do_3 et do_4 par la présence de ses partiels 2 et 4, dont les fréquences sont très voisines de ces notes. De même, le partiel 3, de fréquence 392 Hz, excitera la corde sol_3, etc. En réalité, on n'entend pas isolément ce halo sonore, mais toutes ces hauteurs fusionnent avec la note principale, y créent des formants, et redistribuent l'énergie au sein du spectre. On comprend dès lors pourquoi jouer avec ou sans pédale modifie la sonorité et change le timbre des notes.

3.3.2. Résonateurs de Helmholtz

Helmholtz fut le premier à étudier scientifiquement le phénomène de résonance. Il utilisait des sphères de verre de différentes tailles, emmanchées d'un petit col tubulaire. Avec un tel dispositif, l'air contenu dans le volume principal V se comporte comme un ressort et l'air présent dans le col comme une masse, ceci pour les ondes dont la longueur est grande devant les dimensions de V. Dans ces conditions, la fréquence propre d'un résonateur de Helmholtz se calcule aisément :

$$N_{propre} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{lV}} \tag{36}$$

avec :

c la célérité du son

S la surface de l'ouverture du col (en m^2)

l la longueur du col (en m)

V le volume de la cavité (en m^3)

En présence d'un son traversant le résonateur, il appliquait son oreille sur le col et entendait, renforcé par résonance, l'harmonique dont la fréquence correspondait à celle de son résonateur. Il développa ce procédé, et construisit le véritable ancêtre du spectromètre, à savoir un dispositif comprenant 21 sphères de différents volumes, donc de différentes fréquences propres. Il étudia ainsi la composition de nombreux signaux complexes : en observant quels résonateurs réagissaient en présence de tel ou tel son, il parvenait à déterminer la fréquence de plusieurs de ses partiels ou de ses harmoniques.

Helmholtz utilisa le principe de la résonance pour expliquer le fonctionnement de l'oreille interne[1] ; il considéra tour à tour les piliers de Corti et les fibres transversales de la membrane basilaire comme des résonateurs auditifs capables d'analyser les sons complexes. Cette théorie est aujourd'hui abandonnée[2].

[1] H. von Helmholtz, *op. cit.*

[2] Cf. chapitre VIII.

CHAPITRE VI

INTRODUCTION A LA SPECTROGRAPHIE

1. Le sonagraphe

1.1. Insuffisance de l'oscillographie

Le mode de représentation des sons adopté jusqu'à présent était essentiellement l'oscillogramme, c'est-à-dire un diagramme comportant le temps en abscisse et l'amplitude en ordonnée. Le son y apparaît sous la forme d'une courbe indiquant des variations de pression, de vitesse ou de déplacement, et cela demeure très pratique pour observer sa nature de mouvement ondulatoire.

L'oscillogramme présente toutefois un inconvénient majeur pour l'acoustique musicale, celui de fournir des tracés différents pour des résultats auditifs identiques : en effet, l'oreille n'est pas sensible aux décalages de phase pouvant se produire entre les composants d'un spectre (loi d'Ohm), alors que la forme de la courbe résultante varie en fonction du déphasage (fig. 41). En (a), les harmoniques 1 et 2, d'amplitude égale, sont en phase ; en (b), l'angle ϕ égale $\pi/2$ (décalage de phase d'un quart de période) ; en (c), $\phi = \pi$ (décalage de phase d'une demi-période) : les importantes variations subies par la courbe résultante n'auront aucune répercussion sur le plan auditif.

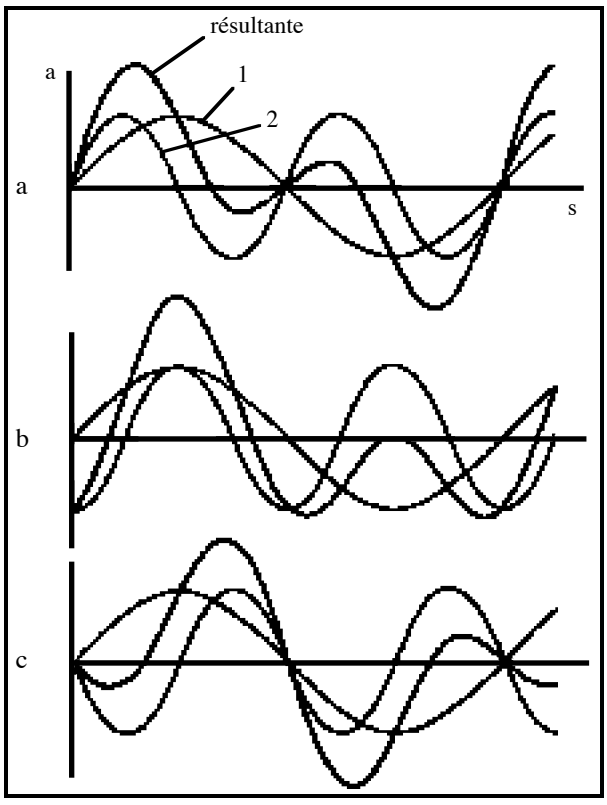

Fig. 41 : décalages de phase

Par ailleurs, une courbe résultante ne donne pas suffisamment de renseignements directement exploitables sur le contenu des sons, et il n'est pas envisageable en pratique, pour des raisons de complexité, de décomposer mathématiquement une telle courbe en séries de Fourier.

1.2. Le plan spectral

Il est donc essentiel d'utiliser un système d'analyse et de mesure qui soit d'une part adapté à la perception auditive, et qui d'autre part donne un accès visuel aisé aux paramètres sonores les plus importants. La spectrographie, c'est-à-dire en quelque sorte la « radiographie » des sons, répond à cette exigence, et a permis ces dernières années des avancées considérables en acoustique musicale.

Il existe plusieurs types d'analyseurs de spectres, parmi lesquels le sonagraphe s'avère être un outil bien adapté à son objet. S'il est inutile d'en expliquer ici le fonctionnement, il est en revanche indispensable d'apprendre à lire et à interpréter les documents qu'il délivre, à savoir les sonagrammes.

2. Le sonagramme

2.1. Typologie élémentaire

Sur un sonagramme, le temps en secondes est en abscisse et la fréquence, exprimée en Hz ou kHz, en ordonnée : par conséquent la sinusoïde, matériau de construction élémentaire de tous les sons quels qu'ils soient, est représentée non plus par une courbe ondulante, mais par une simple ligne repérée en fréquence et en durée.

Attention à ne pas confondre les représentations oscillographiques et sonagraphiques, et à toujours vérifier les unités utilisées dans les diagrammes.

La figure 42 montre quatre sinusoïdes : en a, une fréquence de 2000 Hz tenue 0,5 s ; en b, un glissando ascendant sur un intervalle de 1 à 3 kHz, c'est-à-dire de douzième ; en c, une légère fluctuation de la fréquence autour de 1000 Hz indique un vibrato.

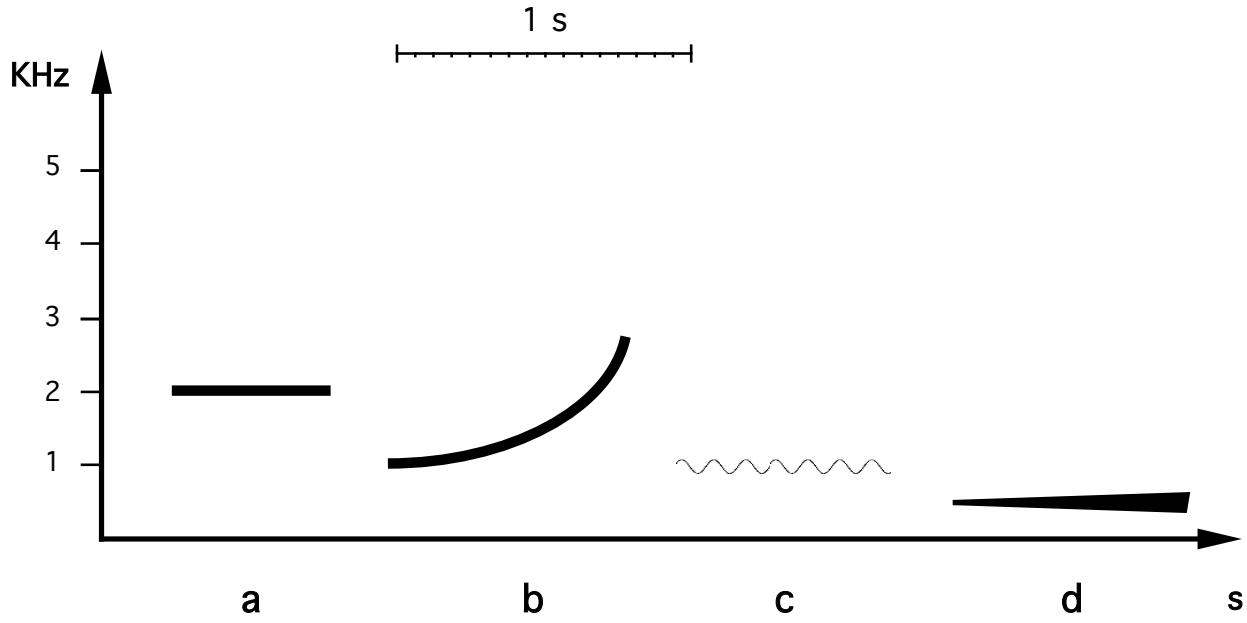

Fig. 42 : typologie sonagraphique élémentaire

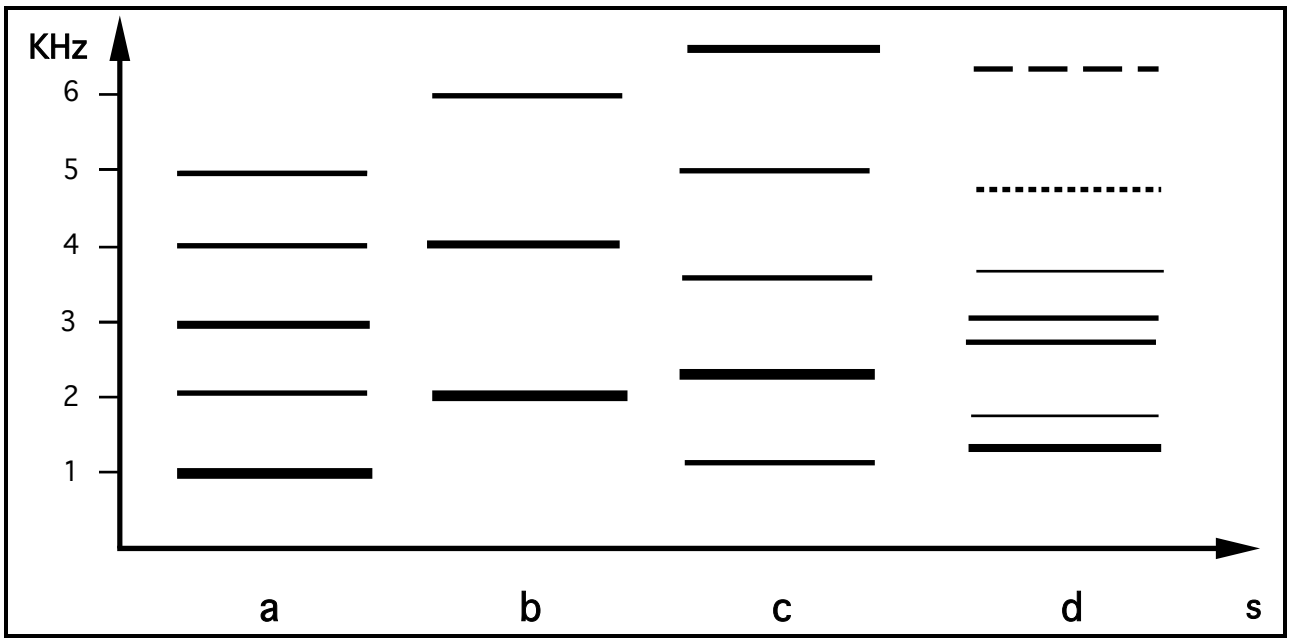

Fig. 43 : spectres de raies

Lorsqu'on utilise le plan spectral, les coordonnées sont la fréquence et le temps. L'intensité du signal est cependant représentée, par la plus ou moins grande densité de l'inscription. En d, le noircissement progressif ainsi que l'augmentation de l'épaisseur du trait représente une variation d'intensité, en forme de crescendo sur 500 Hz. Il n'est pas possible de mesurer avec précision cette variation, mais elle est appréciée par comparaison, ce qui est presque toujours suffisant. Par exemple, il est clair que le son a est plus intense que le son c. Dans les cas où la précision s'avérerait nécessaire, il est toutefois possible, avec le sonagraphe, d'obtenir une mesure rigoureuse de l'intensité, moyennant un changement d'unités, comme nous le verrons plus loin.

2.2. Signaux complexes

Les signaux sonores, dans leur totalité, sont des combinaisons d'éléments simples, de sinusoïdes, et cela apparaît clairement sur le sonagramme.

La fig. 43 a présente un son comportant cinq harmoniques et dont la fréquence est de 1 kHz puisque tous ses composants sont des multiples entiers de cette valeur. Le son b possède lui aussi des raies équidistantes, c'est donc également un son harmonique. Mais l'écart plus grand entre ses composants indique une hauteur plus aiguë : la différence de fréquence entre deux harmoniques de rangs voisins est de 2 kHz, ce qui place ce son à l'octave du précédent. Cela se voit également au fait que tous les harmoniques de b coïncident avec les harmoniques pairs de a, impliquant entre leurs composants respectifs des rapports de 2/1, 4/2, 6/3, etc., c'est-à-dire d'une octave.

Les exemples c et d schématisent des sons inharmoniques. Les composants n'y sont plus équidistants parce que, par définition, les différences de fréquence entre les rangs voisins ne sont pas égales. L'inharmonicité peut être faible (c) ou forte, et des battements peuvent même se produire entre deux partiels très proches (d). La sensation d'une hauteur précise est d'autant plus nette pour l'oreille que les partiels se rapprochent de la série harmonique (cf. chap. XIII).

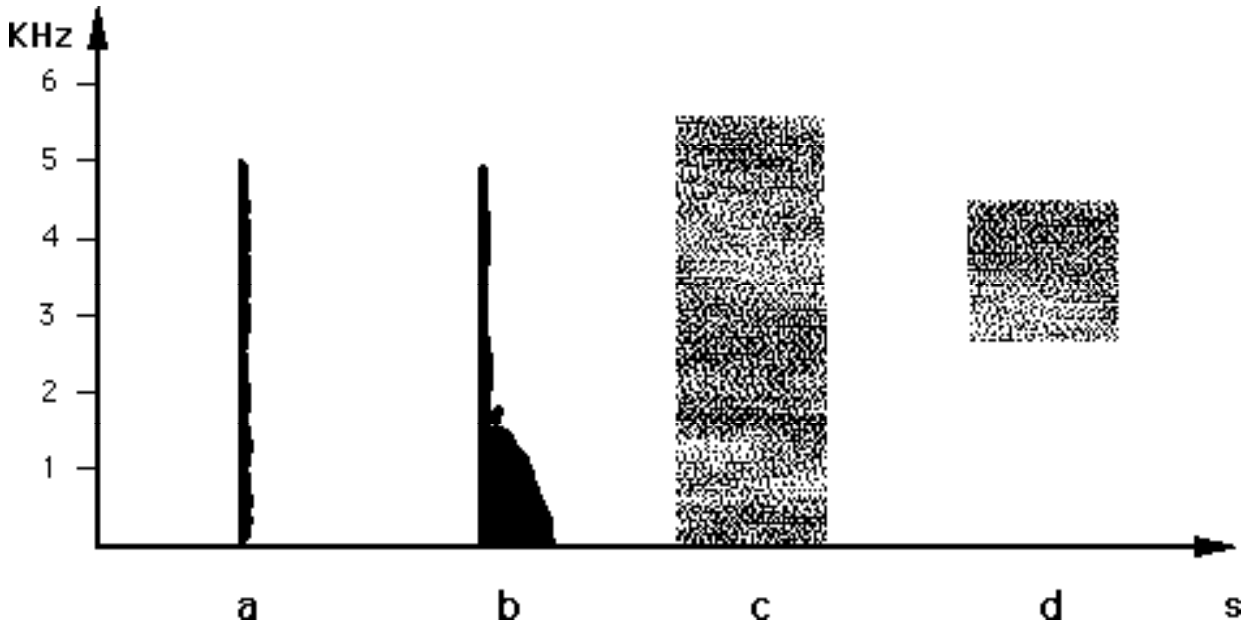

Fig. 44 : spectres de bruit

La figure 44 schématise différents types de bruits. L'exemple a comprend tout un spectre de fréquences contiguës pendant une durée extrêmement brève : c'est un choc très sec. Le son b dispose d'une attaque aussi raide, bien verticale, où tous les composants apparaissent en même temps, mais possède à l'inverse de a une résonance brève qui s'étend du grave jusque vers 1500 Hz.

Le son c diffère des précédents par sa durée, ce qui en change complètement la nature à l'audition : non plus un choc ou une explosion, mais un bruit d'écoulement d'air comprimé. Ce type de signal, qui contient aléatoirement une quasi-infinité de fréquences, est appelé *bruit blanc* ; un *bruit rose* est un bruit blanc dont l'énergie est également répartie sur toute l'étendue du spectre. Une *bande de bruit* ne comprend qu'une partie, limitée en grave et en aigu, du spectre continu (d).

2.3. Interprétation du sonagramme

Les exemples que nous venons de voir sont simples parce que les sons y figurent isolés, hors de tout contexte, et dans une représentation schématique. Les sonagrammes suivants montrent, cette fois à l'aide de photographies, des sons musicaux réels et de la voix parlée.

La figure 45 présente une courte formule mélodique. Quels renseignements pouvons-nous en tirer ?

Remarquons d'abord que tous les spectres sont différents les uns des autres, même les notes identiques (cf. les deux sol_3) : il est clair qu'un musicien ne peut jamais rigoureusement se répéter. Toutefois, ces sons possèdent suffisamment d'éléments communs entre eux pour présenter « un air de famille », et indiquer qu'ils ont été joués par un seul et même instrument(iste).

Tous ces spectres sont riches en harmoniques et dépassent 8 kHz ; l'énergie est importante surtout dans le grave où l'on remarque une prédominance des harmoniques de rangs impairs (*ré*, *sol*, *sib*).

L'attaque des sons est caractéristique : apparition progressive des composants, et de plus en plus rapide du grave vers l'aigu, (à peu près en forme de courbe exponentielle) ; quant à l'extinction, elle est plus lente pour les graves que pour les aigus.

Tous ces éléments, plus quelques autres, comme l'absence presque totale de souffle ou autres bruits d'attaque, désignent un instrument du type de la clarinette.

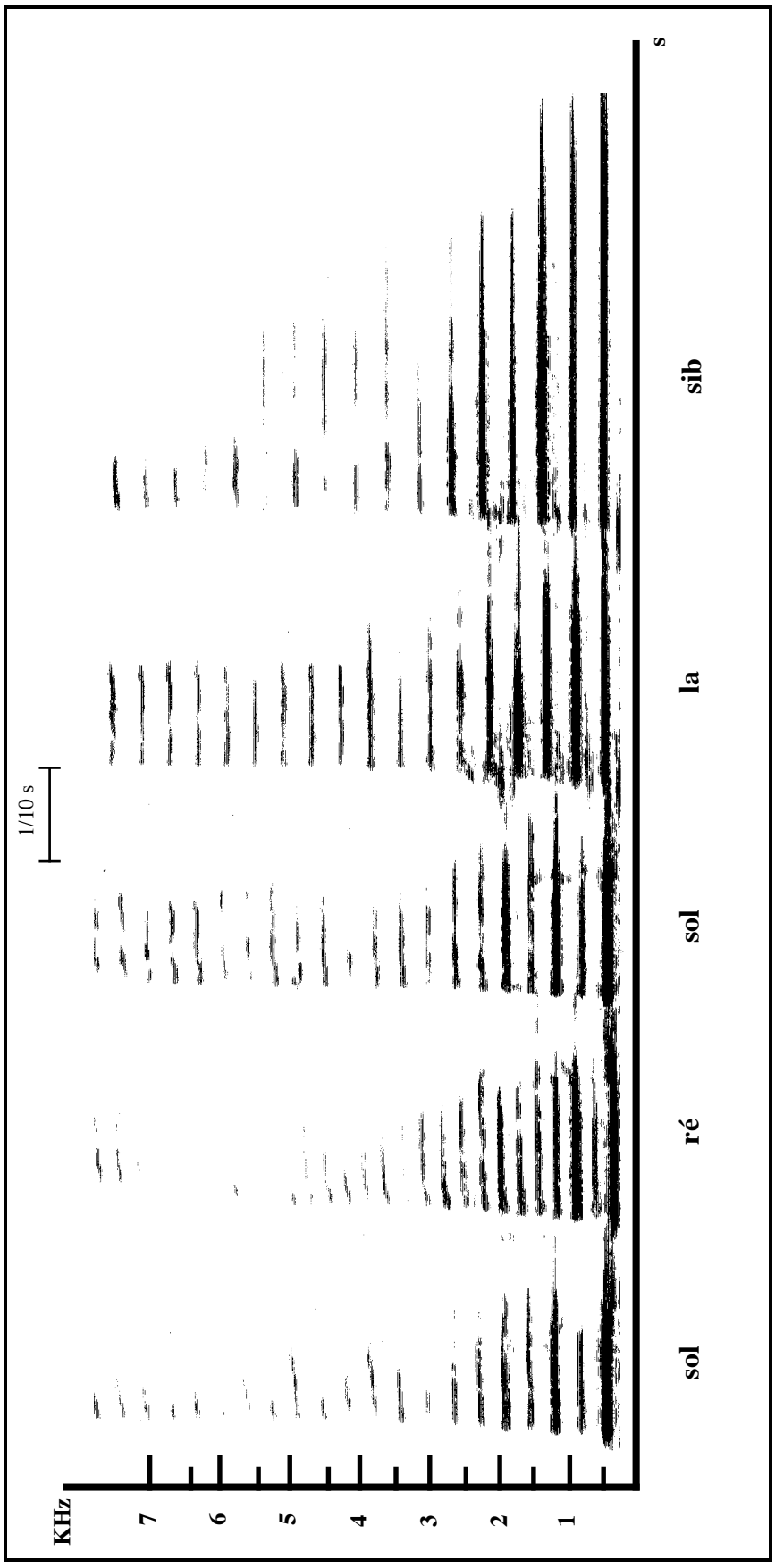

Fig. 45 : formule mélodique

Les informations d'ordre musical sont également nombreuses. Compte tenu de la précision de l'échelle de temps, une étude rythmique de l'interprétation serait possible : variations de tempo, *rubato*, régularité des traits, etc.

Les intervalles sont identifiables par les correspondances d'harmoniques : par exemple, le 3e harmonique de *sol* coïncide avec le 4e de *ré*, d'où le rapport 4/3, c'est-à-dire la quarte. La justesse peut être elle aussi analysée avec précision : ici, l'intervalle *sol-la* vaut 8/7, soit un peu plus qu'un ton tempéré, alors que le demi-ton *la-sib* correspond à 18/17, ce qui est à peine plus petit : nous en déduisons que le mouvement mélodique a été soumis à la loi de l'attraction (cf. chap. XIV).

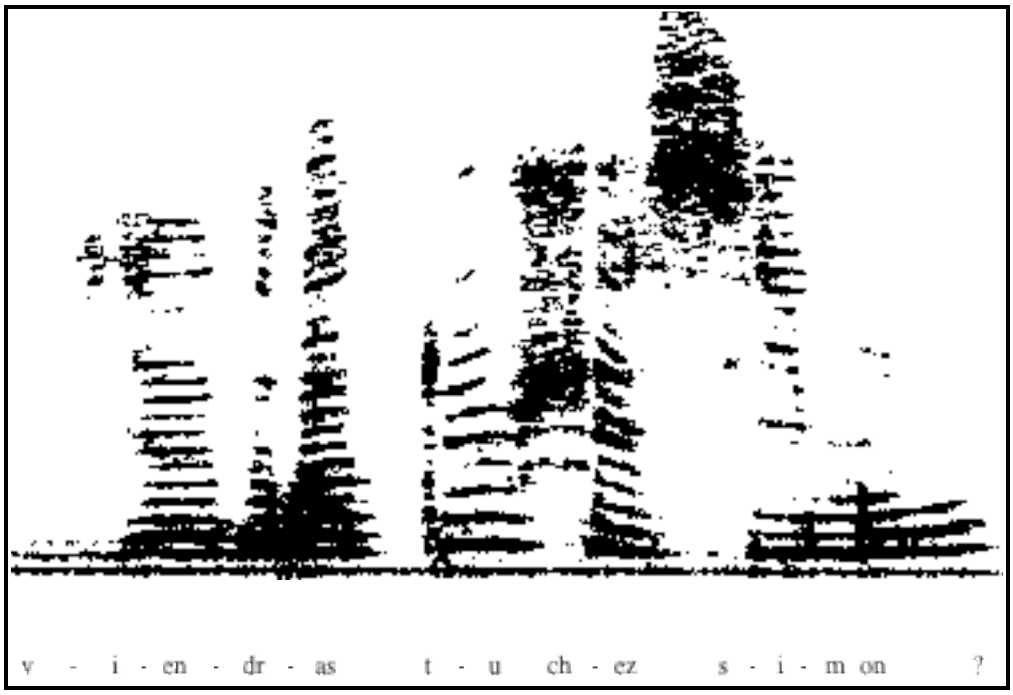

Fig. 46 : phrase parlée

La figure 46 présente le sonagramme d'une phrase parlée. Sa complexité sur le plan spectrographique est due à la variété des formes qui la composent et à la rapidité de leur évolution. L'analyse met en évidence deux principaux types de signaux : des spectres harmoniques et des spectres de bruits de durées variables, correspondant respectivement aux voyelles et aux consonnes.

D'une façon générale, tous les sons du langage possèdent leur forme acoustique propre, et avec de l'entraînement il est possible de les reconnaître. Les consonnes occlusives sont des chocs ou claquements brefs, les sonores <d> étant plus riches en partiels aigus que les sourdes <t>. Les fricatives <ch, s> sont des bruits blancs de différents registres ; mais le <v> est un son entretenu, donc harmonique, comme la nasale <m>, émise à bouche fermée avant la coloration vocalique.

Les voyelles sont toujours des sons harmoniques, caractérisées par les emplacements de leurs formants (il en faut au moins deux pour créer une voyelle). Le <i> présente des formants très écartés (voyelle diffuse), le <a> au contraire très proches (voyelle compacte).

Mais dans les sons du langage, et cela se voit bien à la spectrographie, le plus important est le passage d'un phonème à un autre, c'est-à-dire l'articulation qui confère au langage sa véritable nature : ainsi le i de *viendra* et celui de *Simon* ne sont pas identiques, car ni précédés ni suivis des mêmes consonnes. Cette observation capitale a rendu caduque toute une branche de la phonétique classique qui ordonnait les positions articulatoires en configurations bien définies mais statiques, c'est-à-dire sans tenir compte de leurs interférences.

L'analyse sonagraphique met encore en évidence l'intonation de la phrase : le relèvement des harmoniques sur la dernière syllabe traduit clairement une interrogation. C'est d'ailleurs toute la mélodie interne du discours, le *cantus obscurior*, bien observé déjà par les orateurs de l'Antiquité, qui pourrait faire l'objet d'une étude détaillée : par exemple, sur la figure 46, la phrase effectue une montée en deux temps, avec un premier palier sur *tu*, suivi d'une descente sur *Si* qui sert de tremplin à la remontée terminale.

Le mouvement des composants, dans un spectre harmonique, peut prêter à confusion. Nous observons que sur les syllabes *tu* et *mon*, par exemple, les harmoniques aigus dévient davantage vers le haut que les graves. Cela s'explique aisément : si un fondamental de 1000 Hz octavie, sa fréquence passe de 1000 à 2000 Hz ; dans le même temps, l'harmonique 2 passe de 2000 à 4000 Hz, l'harmonique 3 de 3000 à 6000 Hz, et ainsi de suite. Pour un même intervalle, la différence de fréquence est plus grande pour les aigus que pour les graves, et la distance à franchir est de ce fait plus importante.

Un écart de 1000 Hz représente une 3ce mineure entre 5000 et 6000 Hz, une 2de majeure entre 8000 et 9000 Hz, mais une 8ve entre 1000 et 2000 Hz. En conséquence, de petits intervalles peuvent n'apparaître distinctement que dans le haut du spectre : toujours sur la syllabe *tu*, l'intonation montante puis descendante ne se décèle qu'à partir du 4e harmonique environ.

Nombreux sont les domaines de recherche sur le langage à pouvoir bénéficier de cette forme d'analyse, et d'une façon générale, tous ceux qui touchent à la structure acoustique de la phonation : étude typologique des accents régionaux, des débits caractéristiques, détermination des empreintes vocales, reconnaissance automatique de la parole. Les défauts de prononciation, comme d'ailleurs toutes les pathologies phonatoires, peuvent également être analysés, et le sonagraphe apporte une aide au diagnostic et la rééducation.

3. Le plan dynamique

Le type de représentation sonagraphique que nous venons d'étudier fournit des indications sur l'intensité, mais d'ordre comparatif, sans possibilités de mesures. Moyennant des changements de réglage, le sonagraphe peut délivrer deux autres types de diagrammes, faisant apparaître cette fois l'intensité en valeur chiffrée.

3.1. La courbe de niveau

Elle décrit l'évolution du niveau sonore dans le temps. L'intensité, en décibels, figure en ordonnée, et le temps, exprimé en secondes, est en abscisse (fig. 47 a). C'est donc l'intensité globale de chaque note qui se trouve ainsi mesurée, la fréquence ni la composition spectrale n'apparaissent plus.

3.2. La spectrographie en sections instantanées

Sur le plan spectral du sonagramme (fig. 47 b), l'intensité de chaque composant est indiquée par la plus ou moins grande densité (ou noirceur) de l'inscription. Pour une mesure précise, il est possible d'opérer une « coupe » dans un spectre à un instant t_0 (fig. 47 c) : la fréquence reste en ordonnée pour conserver le plan spectral, une ligne pointillée indiquant le point exact où a été effectuée la section ; puisqu'il s'agit d'un instantané, le temps n'est pas représenté, et l'intensité en décibels de chaque composant est mesurée en abscisse, par sa plus ou moins grande longueur.

4. L'analyse complète

En juxtaposant le plan spectral et le plan dynamique, on obtient une analyse quantifiée complète du signal sonore.

La figure 47 propose une courte phrase jouée par un violon. Le plan spectral b procure l'essentiel des informations tant acoustiques que musicales sur les paramètres du timbre, de la hauteur et du rythme ; comme nous l'avons vu, des renseignements sur l'intensité y figurent également sous une forme bien souvent suffisante.

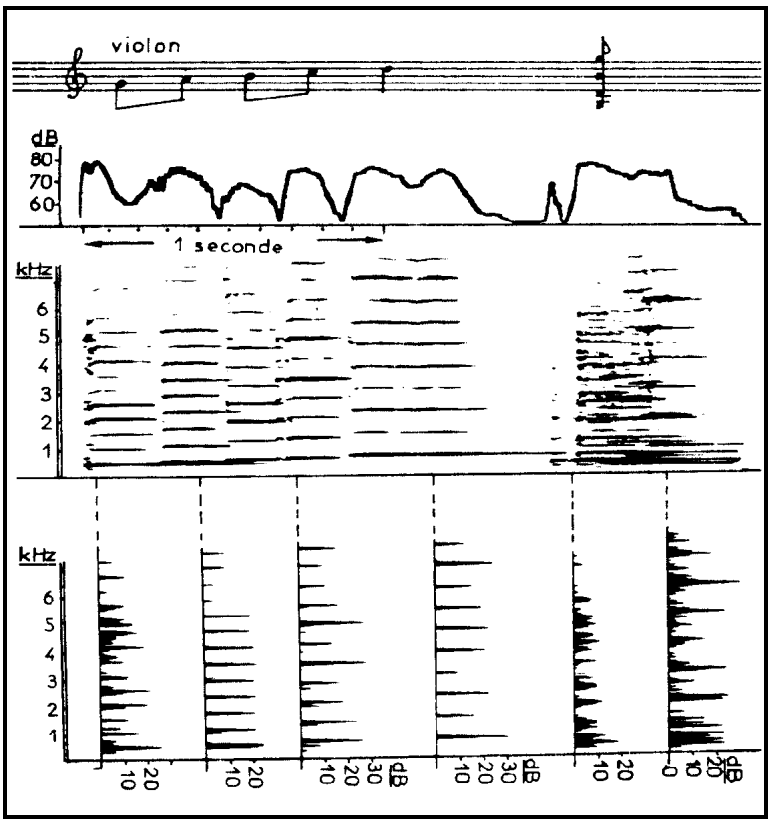

Fig. 47 : analyse sonagraphique complète

En a, l'intensité est mesurée pour chaque note séparément. L'irrégularité de cette courbe de niveau montre à quel point les sons musicaux évoluent vite, irrégulièrement, et par là même combien ils véhiculent d'informations. L'analyse, très précise, prend même en compte le léger bruit des doigts se plaçant sur la touche pour jouer l'accord final.

En c, les sections instantanées indiquent, à un moment déterminé, le niveau des harmoniques de chacun des sons. Par exemple, la quatrième section, prise dans la note *ré*, montre que les harmoniques 1 et 9 sont les plus intenses, tout comme ceux de rangs impairs dans le bas du spectre ; cela correspond parfaitement aux indications — non chiffrées mais comparatives — du plan spectral.

La présence de partiels dans la première section n'est pas surprenante, car la coupe a été opérée juste après le transitoire d'attaque qui, pour un instrument à archet, est un bruit blanc de durée relativement importante. Les deux dernières sections contiennent à la fois des partiels provenant du transitoire initial, dus à l'emplacement des coupes, et plusieurs régimes harmoniques correspondant aux différentes notes de l'accord jouées simultanément.

Toutes les dimensions d'un objet sonore peuvent ainsi être appréhendées et mesurées avec précision. Toutefois, il faut toujours garder à l'esprit qu'un son musical n'est ni statique ni figé, mais dynamique, instable et continuellement changeant, « vivant » en quelque sorte, et que seules les analyses qui en tiennent compte et ne négligent rien de sa complexité procurent des résultats valables.

BIBLIOGRAPHIE

Les titres cités dans le cours du texte dont l'intérêt est purement historique ne sont pas repris ici. Les étudiants intéressés par cet aspect de l'acoustique musicale peuvent consulter les ouvrages de HUNT et de LINDSAY (cf. infra).

BACKUS (J.), *The Acoustical Foundations of Music*, New York, ^{2}1977.

BENADE (A. H.), *Fundamentals of Musical Acoustics*, Londres, 1987.

BOTTE (M.-C.) et CHOCHOLLE (R.), *Le bruit*, Paris, ^{4}1984.

BRUNEAU (M.), *Manuel d'Acoustique Fondamentale*, Paris 1998

CANAC (F.), *L'acoustique des théâtres antiques. Ses enseignements*, Paris, 1967.

CANAC (F.) éd., *Acoustique musicale*, Colloque du CNRS, Paris, 1959.

CHAILLEY (J.), *Formation et transformation du langage musical, I, Intervalles et échelles*, Paris, 1964.

CHANGEUX (J.-P.), *L'homme neuronal*, Paris, 1983.

CONDAMINES (R.), *Stéréophonie. Cours de relief sonore*, Paris, 1978.

DIDIER (A.), *Physique appliquée à la reproduction du son et des images, t. 1 : Acoustique, électroacoustique*, Paris, 1964.

FILIPPI (P.), *Acoustique Générale*, Les éditions de physique, Paris 1995.

HARRIS (C. M.), *Handbook of Noise Control*, New York, ^{2}1979.

HUNT (F. V.), *Origins in Acoustics : The Science of Sound from Antiquity to the Age of Newton*, New Haven, 1970.

JOUHANEAU (J.), *Notions élémentaires d'acoustique – Electroacoustique*, Paris, ^{2}1999.

KNUDSEN (V. O.) « Acoustique et architecture », *Sons et musique*, trad. fr. Paris, 1980.

KNUDSEN (V. O.) et HARRIS (C. M.), *Le projet en acoustique architecturale*, trad. fr. Paris, 1957.

KOCK (W. E.), *Ondes sonores et ondes lumineuses*, trad. fr. Paris, 1971.

LAMORAL (R.), *Acoustique et architecture*, Paris, 1975.

LEHMANN (R.), *L'acoustique des bâtiments*, Paris, ^{2}1968.

LEIPP (É.), *Acoustique et musique*, Paris, ^{4}1984.

LIÉNARD (P.), *Décibels et indices de bruits*, 1978.

LIÉNARD (P.), Petite histoire de l'acoustique, Paris, 2001.

LINDSAY (R. B.), *Acoustics : Historical and Philosophical Development*, Stroudsburg, 1972.

LÉOTHAUD (G.), « Acoustique musicale et psychophysiologie de la perception », *Précis de musicologie*, nouv. éd. Paris, 1984.

MATRAS (J.-J.), *Le son*, Paris, [5]1972.

MERCIER (D.) éd., *Le livre des techniques du son*, t. 1, Paris, 1987.

MERCIER (J.), *Traité d'acoustique*, 3 vol., Paris, 1962.

MOLES (A.), *Physique et technique du bruit*, Paris, 1952.

PIERCE (J.), *Le son musical*, trad. fr. Paris, 1984.

ROCARD (Y.), *Dynamique générale des vibrations*, Paris, 1971.

SABINE (W.), *Collected Papers on Acoustics*, New York, [2]1964.

SAUNDERS (F.), « Physique et musique », *Sons et musique*, trad. fr. Paris, 1980.

SCHAFER (R. Murray), *Le paysage sonore*, trad. fr. Paris, 1979.

SCHROEDER (M. R.), « Computer Models for Concert Hall Acoustics », *American Journal of Physics*, 41/4 (1973).

STAUDER (W.), *Einführung in die Akustik*, Wilhelmshaven, 1976.

STEVENS (S. S.) et WARSHOFSKY (F.), *L'acoustique*, trad. fr. Paris, 1970.

WEINREICH (D.), « Comment vibrent les cordes d'un piano ? », *Sons et musique*, trad. fr. Paris, 1980.

WINCKEL (F.), « Architecture et musique spatiale », *Conférences des Journées d'études du Fest. intern. du Son*, Paris, 1971.

WINCKEL (F.), *Music, Sound and Sensation : a modern Exposition*, New York, 1967.

WINCKEL (F.), *Vues nouvelles sur le monde des sons*, trad. fr. Paris, 1960.

WOOD (A.), *The Physics of Music*, New York, [7]1975.

TABLE DES FIGURES

Fig. 1 : le mouvement sinusoïdal 8
Fig. 2 : la sinusoïde 8
Fig. 3 : mouvements périodiques complexes 8
Fig. 4 : mouvement non périodique 9
Fig. 5 : l'angle de phase 10
Fig. 6 : somme de trois sinusoïdes 11
Fig. 7 : somme de deux sinusoïdes 12
Fig. 8 : opposition de phase 12
Fig. 9 : courbe en dents de scie 13
Fig. 10 : signal rectangulaire 13
Fig. 11 : battements 13
Fig. 12 : enveloppe des battements 14
Fig. 13 : la série harmonique 16
Fig. 14 : l'oscillateur harmonique 22
Fig. 15 : élongation et vitesse 22
Fig. 16 : l'amortissement 24
Fig. 17 : décomposition d'un mouvement amorti 24
Fig. 18 : oscillation de relaxation 25
Fig. 19 : signal rectangulaire 26
Fig. 20 : onde dans un ressort (1) 27
Fig. 21 : onde dans un ressort (2) 28
Fig. 22 : décalages de phase 29
Fig. 23 : onde dans un tuyau 29
Fig. 24 : la longueur d'onde 32
Fig. 25 : ondes circulaires 34
Fig. 26 : réflexion des ondes 36
Fig. 27 : réflexions multiples 36
Fig. 28 : principe de la réverbération 37
Fig. 29 : le temps de réverbération 37
Fig. 30 : écho tonal 39
Fig. 31 : la focalisation 40
Fig. 32 : la diffraction 42
Fig. 33 : diffraction sur un mur 43
Fig. 34 : la diffusion 44
Fig. 35 : réfraction dans l'air 45
Fig. 36 : vibration d'une corde en fuseau 47
Fig. 37 : décomposition d'une vibration transversale 48
Fig. 38 : modes vibratoires d'une corde 48
Fig. 39 : modes vibratoires d'un tuyau ouvert 51
Fig. 40 : modes vibratoires d'un tuyau fermé à un bout 51
Fig. 41 : décalages de phase 56
Fig. 42 : typologie sonagraphique élémentaire 57
Fig. 43 : spectres de raies 58
Fig. 44 : spectres de bruit 59
Fig. 45 : formule mélodique 60
Fig. 46 : phrase parlée 61
Fig. 47 : analyse sonagraphique complète 63